

Berichte
aus dem
Institut für Meereskunde
an der
Christian-Albrechts-Universität

Nr. 77

WIND-, TEMPERATUR- UND FEUCHTEPROFILE
ÜBER DER KIELER BUCHT
IM ZEITRAUM APRIL BIS OKTOBER 1977

von

Peter Daub

DOI. 10.3289/IFM-BER-77

Kopien dieser Arbeit können bezogen werden von:

Institut für Meereskunde
Abt. Maritime Meteorologie

Düsternbrooker Weg 20
D 2300 Kiel 1

INHALTSVERZEICHNIS

Seite

Zusammenfassung	
Abstract	
1. Einleitung	1
Parameterliste	2
Abbildungsliste	3
2. Theorie	4
a. Darstellung der MONIN-Obukhovschen Ähnlichkeitstheorie und Ableitung der Grenzschichtparameterberechnungen	4
b. Berechnung der Transportkoeffizienten und der Flüsse	7
3. Beschreibung der Meßanlage und des Ausgangs- datenmaterials	9
4. Auswahlkriterien und Beschreibung der Daten- behandlung	13
5. Ergebnisse	19
a. Ergebnisse der Profilmittelungen	19
b. Ergebnisse aus den Windprofilmessungen	29
c. Ergebnisse aus den Temperaturprofil- messungen	42
d. Ergebnisse aus den Feuchteprofilmessungen	48
e. i) Ergebnisse hinsichtlich der Turbulenz- flüsse	56
ii) Beispiele zur Berechnung der Turbulenz- flüsse zu zwei ausgewählten Wettersitua- tionen mit den in der Arbeit gewonnenen Daten und Vergleichsdaten	62
6. Schlußbetrachtung	66
Literaturverzeichnis	69

ZUSAMMENFASSUNG

Der Arbeit liegen kontinuierliche Profilmessungen des Windes und der Trocken- und Feuchttemperatur während des Sommerhalbjahres 1977 an einem Meßmast in der Kieler Bucht zugrunde. Dabei handelt es sich um ein extrem großes Datenmaterial (Messungen alle 4 Minuten), wie es in der Literatur selten zu finden ist. Es werden eine qualitative Kontrolle der Daten durchgeführt und mittlere Profile nach Stabilitäts- und Windkriterien erstellt. Für diese werden die Grenzschichtparameter entsprechend der Theorie von MONIN und OBUKHOV (1954) berechnet. Dabei wird, besonders bei neutraler Schichtung, eine erhebliche Abhängigkeit des Transportkoeffizienten c_D und der Rauigkeitshöhe z_0 von der Windgeschwindigkeit festgestellt. Für den Transportkoeffizienten der sensiblen Energie c_H werden Werte von $1 \cdot 10^{-3}$ bis $1.5 \cdot 10^{-3}$ gefunden mit einem Maximum bei leicht stabiler Schichtung. z_0 liegt, abhängig von der Stabilität, zwischen 10^{-3} mm und 1 mm, ebenfalls mit einem Maximum bei leichter Stabilität. Der Wert des Transportkoeffizienten der latenten Energie c_E fällt mit zunehmender Feuchtedifferenz zwischen Niveau 4 und Wasser zu ungefähr $1.5 \cdot 10^{-3}$ ab und zeigt eine Abhängigkeit (Anstieg) mit wachsender Windgeschwindigkeit. Dies gilt auch für die Höhe z_E , die zwischen 2 mm bis 3 mm und 40 cm schwankt. Es folgen zum Schluß Darstellungen der Flüsse, bei denen in allen drei Fällen die Abhängigkeit vom Wind deutlich ist.

ABSTRACT

This paper is based on continuous profile measurements during summer 1977 at a mast in the KIELER BUCHT. The computations are based on an extremely high number of data (every four minutes a set of data), as it is rarely found in literature. The data are checked qualitatively and mean profiles in different stability- and windclasses are presented. To these profiles the theory of MONIN and OBUKHOV (1954) is applied. The result is, that the transport coefficient c_D and the roughness length z_0 are significantly functions of windspeed, especially in neutral stratification. The transport coefficient for sensible heat c_H is about $1 \cdot 10^{-3}$ to $1.5 \cdot 10^{-3}$ with a maximum at slightly stable stratification. z_0 is calculated to be 10^{-3} mm up to 1 mm, dependent on stability, and has a maximum also in the slightly stable case. The values of the transport coefficient of latent heat c_E decrease with increasing moisture difference between level 4 and sea-surface level to about $1.5 \cdot 10^{-3}$, increasing with increasing windspeed. This is also true for the height z_E , which takes values of about 2 mm or 3 mm to about 40 cm. Finally figures of the fluxes are presented, showing for all three cases that the wind plays an important role.

1. EINLEITUNG

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Berechnung von Grenzschichtparametern.

Für ein vollständiges Verständnis der Arbeitsweise der Atmosphäre ist es unerläßlich, besonders die Austauschvorgänge, also die Flüsse von sensibler Energie, latenter Energie und Impuls, an der Oberfläche der Erde, speziell über den Meeren, zu erfassen. Es gibt hierzu in der Literatur verschiedene Ansätze, die jedoch zu teilweise sehr unterschiedlichen Ergebnissen führen.

Der Zusammenhang zwischen den Flüssen und den Profilen ist noch nicht umfassend geklärt. Am Institut für Meereskunde an der Universität Kiel wurden, wie schon im Sommer 1976, auch im Sommerhalbjahr 1977 kontinuierliche Profilmessungen an einem feststehenden Mast in der Kieler Bucht vorgenommen.

Die teilweise Auswertung der dort gewonnenen Meßdaten ist Ziel dieser Arbeit.

Dabei wird die Ähnlichkeitstheorie von MONIN und OBUKHOV (1954) angewandt, und es werden die für diese turbulenten Austauschvorgänge wichtigen Parameter bestimmt.

Um möglichst viele der vorliegenden vierminütigen Profile in die Berechnungen einzubeziehen, wird in dieser Arbeit versucht, zunächst repräsentative mittlere Profile des Windes und der Temperatur in Abhängigkeit von der vertikalen Stabilität der Luftschichtung über dem Meer aus allen Daten zu erstellen und aus diesen dann die Parameter zu errechnen.

PARAMETERLISTE

c_D	Transportkoeffizient für den Impulsfluß
c_E	Transportkoeffizient für den Fluß latenter Wärme
c_H	Transportkoeffizient für den Fluß sensibler Wärme
c_p	spezifische Wärme bei konstantem Druck
E	Transport latenter Wärme
g	Erdbeschleunigung (9.81 m/s^2)
H	Transport sensibler Wärme
k	VON KARMAN Konstante ($k = 0.4$)
L	MONIN-OBUKHOV Länge
L_w	Verdunstungswärme
q	spezifische Feuchte
q_w	Sättigungsfeuchte an der Wasseroberfläche entsprechend der Wassertemperatur
q_*	Feuchtemaß
Ri_z	RICHARDSON-Zahl für die Höhe z
T	Temperatur
u	Windgeschwindigkeit
u_*	Schubspannungsgeschwindigkeit
z_0	Rauigkeitshöhe
z_θ	Integrationskonstante für das Temperaturprofil
z_E	Integrationskonstante für das Feuchteprofil
z/L	Stabilitätsparameter
z	Höhe über dem Wasserspiegel
α_x	Steigungsmaß der Stabilitätsfunktionen
θ	potentielle Temperatur
θ_w	potentielle Temperatur der Wasseroberfläche
θ_*	Temperaturmaß
ρ	Dichte der Luft
Φ_x	Stabilitätsfunktionen der Profile
τ	Schubspannung

ABBILDUNGSLISTE

	Seite
Abb. 1: Standort des Mastes	10
Abb. 2: Schematische Darstellung des Mastes	11
Abb. 3: $Ri - u_3$	15
Abb. 4: Darstellung der Abweichung von der Ausgleichsgeraden bei Inversionen	16
Abb. 5: Häufigkeitsverteilungen	20
Abb. 6 a-g: mittlere Profile	22-28
Abb. 7: $u_* - u_4$	30
Abb. 8: $\ln z_0 - u_4$	32
Abb. 9: $\ln z_0 - u_4$	33
Abb. 10: $c_D - u_4$	35
Abb. 11: $c_D - u_4$	36
Abb. 12: $c_D - z/L$	37
Abb. 13: $Ri - z/L$	40
Abb. 14: $\phi_M - z/L$	41
Abb. 15: $\theta_* - (T_4 - T_W)$	43
Abb. 16: $\ln z_0 - (T_4 - T_W)$	44
Abb. 17: $c_H - (T_4 - T_W)$	46
Abb. 18: $\phi_H - z/L$	47
Abb. 19: $q_* - (q_4 - q_W)$	49
Abb. 20: $q_* - (q_4 - q_W)$	50
Abb. 21: $\ln z_E - (q_4 - q_W)$	52
Abb. 22: $\ln z_E - (q_4 - q_W)$	53
Abb. 23: $\ln z_E - u_3$	54
Abb. 24: $c_E - (q_4 - q_W)$	55
Abb. 25: $\phi_E - z/L$	57
Abb. 26: $\tau - u_4^2$	58
Abb. 27: $H - u_4 \times (T_4 - T_W)$	60
Abb. 28: $E - u_3 \times (q_4 - q_W)$	61

2. THEORIE

- a) Darstellung der MONIN-OBUKHOV'schen Ähnlichkeitstheorie und Ableitung der Grenzschichtparameterberechnungen

Die vertikale Verteilung einer Größe $X(z)$ in der PRANDTL-Schicht wird in der MONIN-OBUKHOV'schen Ähnlichkeitstheorie, die größtenteils auf dimensionsanalytischen Argumenten aufgebaut ist, gegeben durch:

$$\frac{\partial \bar{X}}{\partial z} = \frac{X_*}{kz} \phi_X \left(\frac{z}{L} \right) \quad (1)$$

wobei X_* eine Maßzahl für X ist, die in den individuellen Fällen folgendermaßen aussieht: (auf den Mittelungsstrich über der Größe X , bzw. u, θ, q , wird im folgenden verzichtet, es ist jedoch zu beachten, daß es sich immer um mittlere Größen handelt)

$$u_* \equiv \left(\frac{\tau}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

$$\text{für } X = u; \phi_X = \phi_M$$

$$\theta_* \equiv - \frac{H}{\rho c_p u_*} \quad (3)$$

$$\text{für } X = \theta; \phi_X = \phi_H$$

$$q_* \equiv - \frac{E}{L_w \rho u_*} \quad (4)$$

$$\text{für } X = q; \phi_X = \phi_E$$

Hierbei sind die drei auftretenden ϕ_X zunächst unbestimmte Funktionen von $\frac{z}{L}$ für X mit

$$L \equiv - \frac{u_*^3}{k \frac{g}{T} \frac{H}{\rho c_p}} \quad (5)$$

Verbunden mit (1) und der Definition der RICHARDSONschen Zahl

$$Ri = \frac{g}{T} \cdot \frac{\frac{\partial \theta}{\partial z}}{(\frac{\partial u}{\partial z})^2} \quad (6)$$

erhält man:

$$Ri_z = \frac{g}{T} \cdot \frac{\frac{\theta_*}{kz}}{(\frac{u_*}{kz})^2} \cdot \frac{\phi_H}{\phi_M}$$

Ersetzt man θ_* durch Gleichung (3) mit Verwendung von Gleichung (5), so ergibt sich der Zusammenhang:

$$Ri_z = \frac{z}{L} \cdot \frac{\phi_H}{\phi_M} \quad (7)$$

Es ist vielfach versucht worden, die sogenannten Stabilitätsfunktionen ϕ_x durch empirische Funktionen zu erfassen (s. z.B. BUSINGER, 1970).

Wie SWINBANK (1964) und auch WEBB (1970) zeigten, ist die Form

$$\phi_x = 1 + \alpha_x \frac{z}{L} \quad (8)$$

ein guter Ansatz für $\frac{z}{L} \leq 1$

Integriert man (1) in den Grenzen von z_s bis z , so erhält man unter Einbeziehung von (8)

$$\frac{X - X_s}{X_*} = \frac{1}{k} \cdot \left(\ln \left(\frac{z}{z_s} \right) + \alpha_x \frac{z}{L} \right) \quad (9)$$

wobei im letzten Glied z_s vernachlässigt wird.

Dies ist ein logarithmisch lineares Profil einer Größe X . Dabei ist X_s der Wert von X an der Erd- bzw. Wasseroberfläche.

z_s bezeichnet jene Höhe, in welche das Profil für $X = X_s$ extrapoliert wird.

Handelt es sich bei der Größe X um die Windgeschwindigkeit u , so spricht man von z_s als der "Rauhigkeitshöhe z_0 " mit

$$u(z_0) = 0.$$

Für $X = \theta$ ist $z_s = z_\theta$ die Höhe, in der θ gleich der potentiellen Temperatur der Wasseroberfläche ist, also $\theta(z_\theta) = \theta_w$.

Für $X = q$ ist $z_s = z_E$ die Höhe, in welcher die spezifische Feuchte q der Sättigungsfeuchte bei Wassertemperatur entspricht, also $q(z_E) = q_w$.

Damit ergeben sich drei Gleichungen der nachfolgenden allgemein gültigen Form:

$$u(z) = a \ln z - b + c z \quad (10)$$

$$\text{mit } a = \frac{u_*}{k} ; b = \frac{u_*}{k} \ln z_0 ;$$

$$c = \frac{u_*}{k} \frac{\alpha_M}{L}$$

$$\theta(z) - \theta_w = a \ln z - b + c z \quad (11)$$

$$\text{mit } a = \frac{\theta_*}{k} ; b = \frac{\theta_*}{k} \ln z_\theta ;$$

$$c = \frac{\theta_*}{k} \frac{\alpha_H}{L}$$

$$q(z) - q_w = a \ln z - b + c z \quad (12)$$

$$\text{mit } a = \frac{q_*}{k} ; b = \frac{q_*}{k} \ln z_E ;$$

$$c = \frac{q_*}{k} \frac{\alpha_E}{L}$$

Diese logarithmisch linearen Gleichungen lassen sich mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate lösen, wenn die drei Parameter u , θ und q in 4 verschiedenen Höhen gemessen werden und man somit für die Gleichungen (10), (11) und (12) je 4 Gleichungen erhält.

Weiterhin wird nicht mit der potentiellen Temperatur θ , sondern mit der gemessenen Temperatur T gerechnet, da θ und T wegen der kleinen Distanzen von der Meeresoberfläche

nahezu gleich sind und der Druck p nicht registriert wurde.

Aus den Konstanten a können demnach u_* , θ_* und q_* bestimmt werden. Aus den Konstanten b errechnen sich z_0 , z_θ und z_E und aus den Konstanten c lassen sich $\frac{\alpha_M}{L}$, $\frac{\alpha_H}{L}$ und $\frac{\alpha_E}{L}$ gewinnen.

Für die vertikalen Gradienten der Größen X kann man schreiben:

$$\frac{\partial X}{\partial z} = \frac{a}{z} + c.$$

Diese werden in Gleichung (6) eingesetzt. Mit dem erhaltenen Ri_z und Gleichung (7) ergibt sich dann:

$$Ri_z = \frac{z}{L} \frac{(1 + \frac{\alpha_H}{L} z)^2}{(1 + \frac{\alpha_M}{L} z)}$$

wobei jetzt $\frac{\alpha_M}{L}$, $\frac{\alpha_H}{L}$ und Ri_z bekannt sind. Man erhält also $\frac{z}{L}$ und kann somit L und anschließend auch α_M , α_H und α_E bestimmen.

Damit sind alle in den Gleichungen (10), (11) und (12) unbekannten Größen berechenbar.

b) Berechnung der Transportkoeffizienten und der Flüsse

Sind zur Berechnung der Flüsse von Impuls, sensibler Energie und latenter Energie die entsprechenden Vertikalprofile der Größen u , θ und q oder die kleinfluktuativen aus direkten Messungen gewinnbaren vertikalen Turbulenzflüsse $\overline{u'w'}$, $\overline{w'T'}$ und $\overline{w'q'}$ unbekannt, sondern verfügt man nur über einfache Differenzen dieser Parameter an zwei Meßpunkten, so muß man zur sogenannten "Bulk-Methode" übergehen.

Sie stellt eine einfache Parametrisierung der kleinturbulenten Flüsse dar, in der Form

$$\tau = \rho c_D \bar{u}^2 \quad (13)$$

$$H = - \rho c_p c_H \bar{u} \Delta \theta \quad (14)$$

$$E = - \rho L_w c_E \bar{u} \Delta q \quad (15)$$

c_D , c_H und c_E sind die Transportkoeffizienten und Δ bezeichnet den Eigenschaftsunterschied zwischen Wasser und Luft.

Mittels dieser Bulk-Formeln lassen sich die Flüsse nach relativ einfachen Messungen der mittleren Windgeschwindigkeit und der vertikalen Differenzen von θ oder q bestimmen.

c_D erhält man, indem in Gleichung (10) u_* durch Gleichung (2) und (13) ersetzt wird:

$$c_D = \frac{k^2}{\left(\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) + \frac{\alpha_M}{L} z \right)^2} \quad (16)$$

Aus Gleichung (11) ergibt sich mit (3), (14) und (10):

$$c_H = \frac{k^2}{\left(\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) + \frac{\alpha_M}{L} z \right) \left(\ln\left(\frac{z}{z_\theta}\right) + \frac{\alpha_H}{L} z \right)} \quad (17)$$

Weiter ergibt sich aus Gleichung (12) mit (15), (4) und (10):

$$c_E = \frac{k^2}{\left(\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) + \frac{\alpha_M}{L} z \right) \left(\ln\left(\frac{z}{z_E}\right) + \frac{\alpha_E}{L} z \right)} \quad (18)$$

Die jeweiligen Parameter $\frac{\alpha_x}{L}$ und z_s stehen aus den Lösungen von (10), (11) und (12) zur Verfügung.

Die Transportkoeffizienten sind ebenso wie die RICHARDSON-Zahl, $\frac{z}{L}$ und die Gradienten der Profile höhenabhängig und werden in der vorliegenden Arbeit für die Meßhöhe z_3 berechnet. Dies ist ungefähr die geometrische Mitte der Meßhöhen.

Mit den oben gewonnenen Transportkoeffizienten werden abschließend die vertikalen Flüsse nach den Gleichungen (13), (14) und (15) bestimmt, in denen jetzt alle eingehenden Größen bekannt sind.

3. BESCHREIBUNG DER MESSANLAGE UND DES AUSGANGSDATEN-MATERIALS

Der für die Messungen benutzte Mast stand auf dem Meeresboden in der Kieler Bucht fest, auf der Position $54^{\circ}34,5'N$, $10^{\circ}19'E$ (s. Abb. 1). Seine seitliche Festigkeit wurde durch eine weite Unterwasser-Verspannung zu Grundgewichten an drei Seiten des Mastes erreicht.

Von dem Standort des Mastes betrug die kürzeste Entfernung zum Land in südlicher Richtung ungefähr 8 sm.

Deshalb kann man von nahezu unbeeinflussten Seebedingungen ausgehen.

Die Messungen im Sommerhalbjahr 1977 begannen am 27. April und dauerten 189 Tage bis zum 1. Oktober. Am Mast wurde in vier unterschiedlichen Höhen die Windstärke, die Trocken- und die Feuchttemperatur gemessen. Die seitlichen Ausleger für die Anemometer waren in drei Höhen 42 cm über den Auslegern für die Psychrometer angebracht (s. Abb. 2). Die Ausleger waren in Richtung SSW orientiert. Zusätzlich wurde die Wassertemperatur, die kurzweilige Einstrahlung, die Windrichtung sowie die Höhe des Wasserstandes registriert; letzteres mittels eines Drucksensors, der ca. 4 m (s. Beschreibung zu Abb. 2) unterhalb eines Nullniveaus am Mast angebracht war.

Alle Messungen wurden auf elektronischem Wege vierminütig gemittelt und sowohl auf dem Funkwege zum Institut für Meereskunde übertragen, als auch direkt am Mast digital per Magnetband gespeichert.

Die für diese Arbeit nötigen Berechnungen wurden an der Rechenanlage PDP 10 des Rechenzentrums der Universität Kiel durchgeführt.

Die nachfolgenden Bilder und Tabellen geben über den Meßort, den Aufbau der Meßanlage und die Meßhöhen bzw. Pegelhöhen Auskunft.

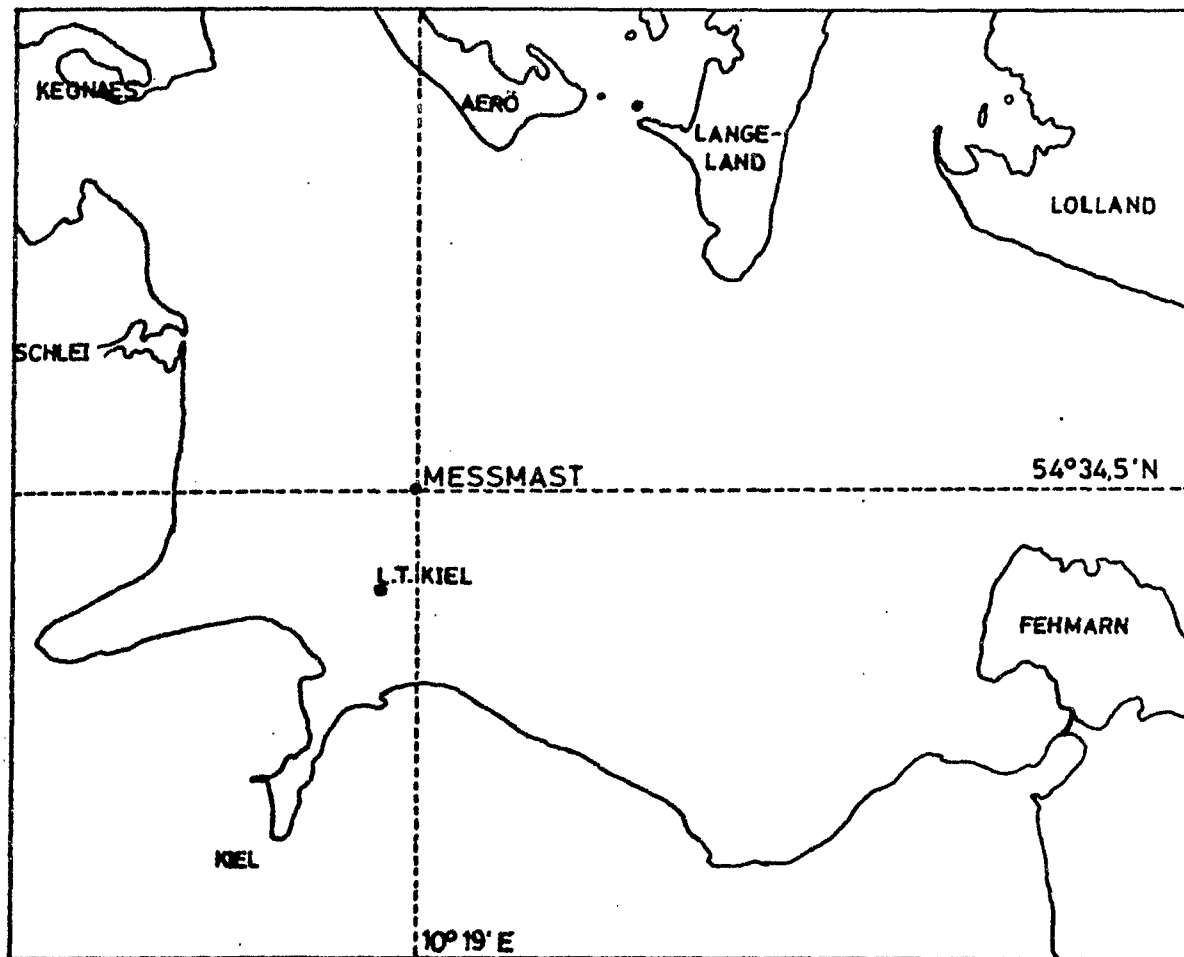


Abb. 1 Standort des Mastes in der Kieler Bucht

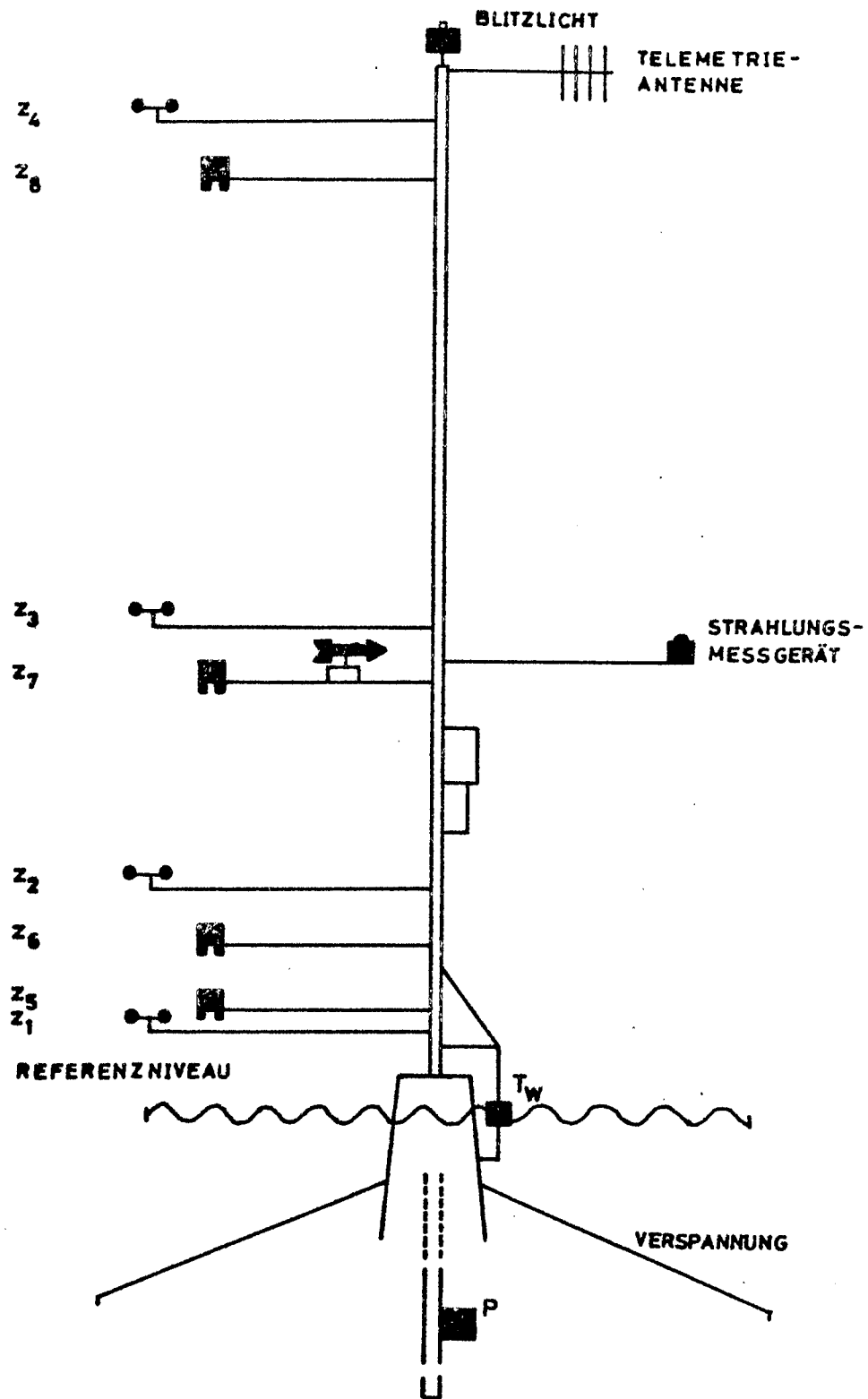


Abb. 2: Schematische Darstellung des Meßmastes

zu Abbildung 2:

Tabelle 1: Meßfühlerhöhen

Niveau	Höhe über Referenz-niveau [m]	gemessene Parameter	absolute Höhe [m]
z ₁	0.30	u ₁	
z ₂	1.35	u ₂	
z ₃	3.28	u ₃ dd	
z ₄	7.02	u ₄	
z ₅	0.29	T ₁ , TF ₁	
z ₆	0.93	T ₂ , TF ₂	
z ₇	2.86	T ₃ , TF ₃	
z ₈	6.60	T ₄ , TF ₄	
		T _w	0.00

Tabelle 2: Pegelhöhen

Datum	Höhe des Drucksensors unter Referenzniveau [m]
27.4. - 8. 6.	3.96
29.6. - 14. 9.	3.90
21.9. - 1.11.	3.94

In den Ausfallzeiträumen der Pegelmessungen vom 11.6.-28.6. und vom 14.9.-20.9., die aus den Protokollen entnommen werden konnten, wurde der Pegelstand vom Leuchtturm Kiel, bzw. von der Station Strande benutzt, da aus vorherigen Überprüfungen bekannt ist, daß diese Pegelraten mit denen des Mastes gleich sind.

T	Trockentemperatur	1/100°C
TF	Feuchttemperatur	1/100°C
u	Windgeschwindigkeit	cm/sec
dd	Windrichtung	Grad
T _w	Wassertemperatur	1/100°C
P	Pegelangabe	cm

Die wahre Meßhöhe über Wasser ist:

$$z = \text{Meßfühlerhöhe} + (\text{Drucksensorhöhe} - P)$$

4. AUSWAHLKRITERIEN UND BESCHREIBUNG DER DATENBEHANDLUNG

Ein wesentlicher Punkt dieser Arbeit soll es sein, möglichst viele der gemessenen Profile zu verwerten. Deshalb werden nicht, wie bei MENGELKAMP (1978), die Grenzsichtparameter aus jeweils vier gemittelten Profilen bestimmt und dann nach vorgegebenen Kriterien aussortiert. Dadurch würden alle Profile, die nicht in dieses Schema passen, als fehlerhaft aussortiert. MENGELKAMP (1978) stellte fest, daß so meist erheblich weniger als 50 % der Profile insgesamt 'brauchbar' waren.

Abweichend davon soll nun versucht werden, aus der sehr großen Zahl von Einzelprofilen (67668) charakteristische mittlere Profile, die statistisch gut abgesichert sind, für feste Stabilitäts- und Windklassen herauszulösen und für diese jeweils die Grenzsichtparameter zu bestimmen. Es sollen hierdurch die in den Messungen vorhandenen leichten Unregelmäßigkeiten eliminiert und auch kurzzeitige Meßfehler gut ausgeglichen werden.

Da Trocken- und Feuchttemperatur in die Bestimmung der Feuchte nicht linear eingehen, kann man aus den gemittelten Temperaturen keine mittleren Feuchten berechnen. Um trotzdem die Grenzsichtparameter der Feuchte für die gleichen festen Klassen zu erhalten, wurden diese direkt gerechnet und anschließend in den Klassen gemittelt. Es können deshalb auch keine Feuchteprofile zusätzlich zu den Mittelprofilen (Abb. 6a-g) präsentiert werden. Es soll auch schon hier erwähnt werden, daß man auf diese Weise in den Klassen eine stärkere Streuung der Feuchteparameter erwarten kann, da die Unregelmäßigkeiten der Messungen jetzt nicht vorher ausgeglichen sind. Es wird auch eine Beurteilung darüber notwendig, ob die Parameter in die Mittelung einbezogen werden oder nicht.

Als Kriterium hierfür ist gewählt worden, daß sowohl die Stabilitätsfunktion des Feuchteprofils als auch der Transportkoeffizient der Feuchte positiv sein müssen.

Gerade die Messung der Feuchttemperatur ist ein kritischer Punkt bei Langzeitmessungen. Möglich ist z.B. entweder eine Eintrocknung des Strumpfes am Thermometer oder auch bei stärkerem Wind und Seegang eine Verunreinigung durch Gischt bzw. eine Befeuchtung des Trocken-thermometers.

Diese wirklichen Meßfehler ergeben falsche Grenzschichtparameter, die durch die obige Einschränkung dann nicht mehr in die Mittelung einbezogen werden. Hierdurch erhält man noch insgesamt 24535 Datensätze an Grenzschichtparametern, wodurch jedoch die geforderte gute Statistik immer noch gewährleistet ist.

Trotz der genannten Einschränkung scheinen die Ergebnisse der Feuchteparameter doch im Mittel ein richtiges Bild zu ergeben.

Zur Einteilung der Profile in bestimmte Gruppen wurden eine Reihe von Vorausberechnungen durchgeführt, um jeweils die Anzahl der Profile nach einem Kriterium zu prüfen.

Da die Meßhöhen für die Temperatur und den Wind nicht gleich waren (s. Abb. 2), wurde in den Fällen, in denen es nötig war, eine Korrektur der Temperaturhöhen auf die Windhöhen vorgenommen.

Die Profile wurden nach eindeutigen Fehlern in der Windmessung untersucht, also aussortiert bei Zunahme des Windes von einem Niveau zu einem niedrigeren oder bei Ausfall eines Anemometers. Hierdurch fielen ungefähr 22 % der Messungen aus.

Das erste Kriterium für die Bestimmung der mittleren Profile war die Windgeschwindigkeit. Es wurden Klassen mit Intervallbreiten von 1 m/s im 3ten Niveau gewählt, also 0 - 1, 1 - 2 usw.

Anschließend folgte eine Untersuchung der vertikalen Stabilität. Zunächst wurde versucht, eine Einteilung

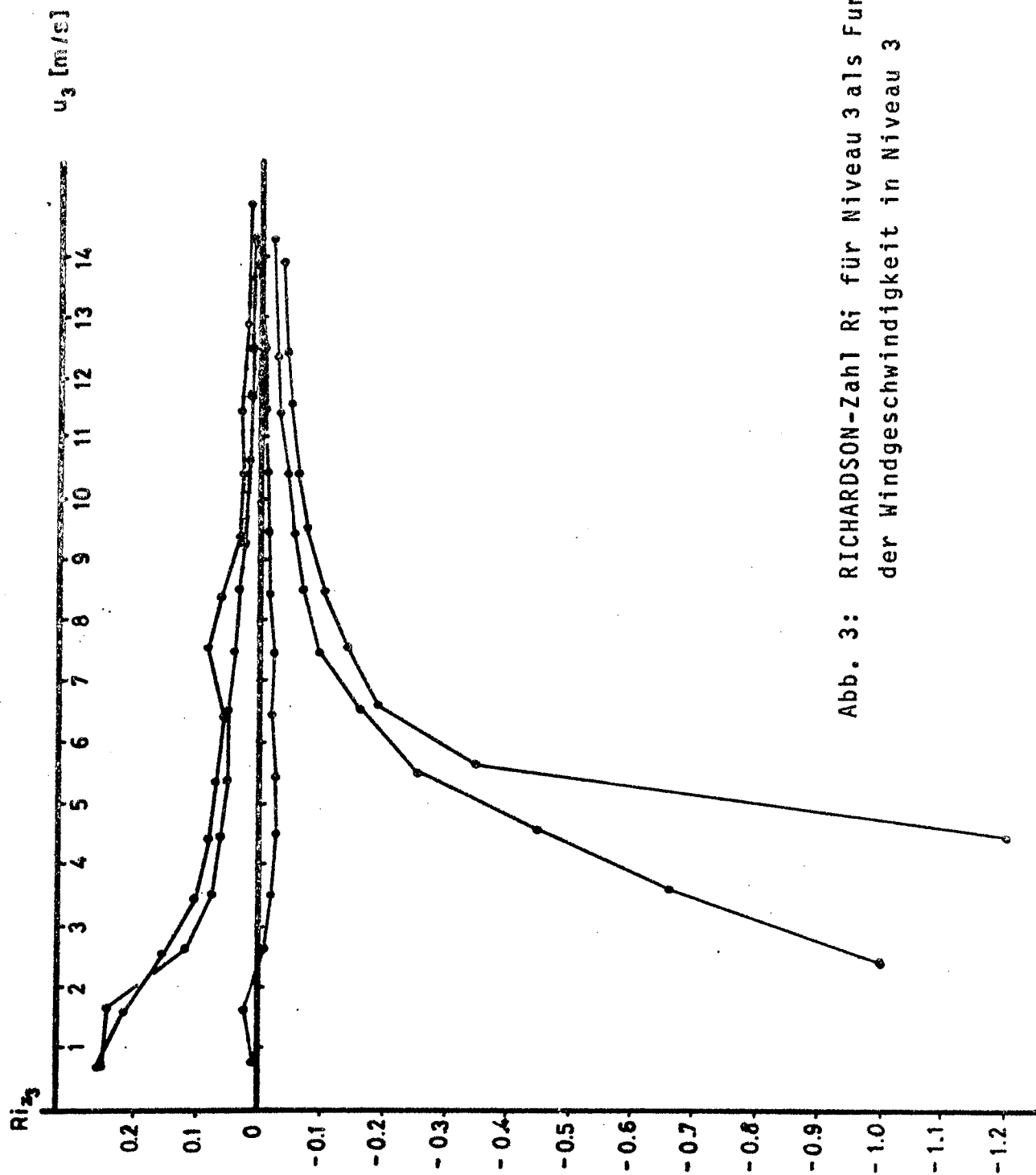


Abb. 3: RICHARDSON-Zahl Ri für Niveau 3 als Funktion der Windgeschwindigkeit in Niveau 3

über die RICHARDSON-Zahl zu finden. Dies stieß allerdings auf Schwierigkeiten, da die RICHARDSON-Zahl sehr empfindlich auf geringe Windgeschwindigkeitsdifferenzen mit der Höhe reagiert.

Außerdem zeigt sich an dem Ergebnis in Abb. 3, welches nach einer Anwendung der unten beschriebenen Klassifizierung entstanden ist, daß man die Einteilung über die RICHARDSON-Zahl hätte mit abnehmender Windstärke spreizen müssen, während die Schichtung bei höheren Windgeschwindigkeiten zunehmend neutral wird, und die Einteilung dann sehr fein sein muß. Eine Darstellung wie Abb. 3 findet man auch bei DOBESCH (1973), der diese Tatsache mit sehr genauen Meßgeräten erhärtet hat.

Deshalb wurde zu einer Einteilung nach dem einfachen, virtuellen Temperaturgradienten übergegangen. Zunächst wurden die Profile nach der virtuellen Temperaturdifferenz zwischen dem obersten und dem untersten Niveau eingeteilt, unter der Bedingung, daß zwischen zwei benachbarten Niveaus keine Vorzeichenumkehr stattfand, also Inversionen jeder Art aussortiert wurden. Diese blieben während der Voruntersuchungen in einer eigenen Klasse und machten ungefähr die Hälfte aller Profile aus.

Um diese große Zahl von Profilen zumindest teilweise mit einzubeziehen, wurde folgende Bedingung entwickelt:

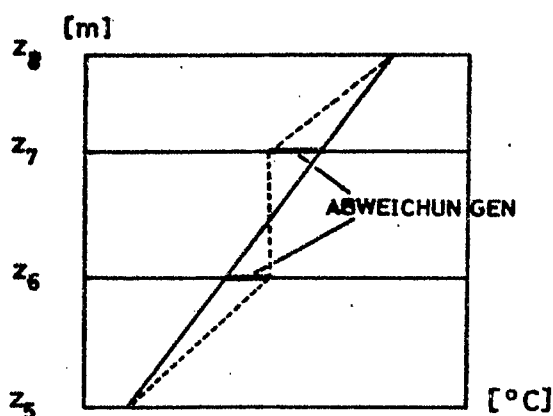


Abb. 4 Darstellung der Abweichungen von der Ausgleichsgeraden bei Inversionsprofilen

$T_{v8} - T_{v5} = x$ ist Gesamtdifferenz der virtuellen Temperaturen. Daraus bestimmt man die Steigung der Geraden zu $S = \frac{6.72 \text{ [m]}}{x \text{ [}^\circ\text{C}]}$. Kennt man diese Gesamtsteigung, lassen sich auch die Werte der Temperaturen für die Zwischen-niveaus berechnen, die auf dieser Ausgleichsgeraden liegen.

Diese Werte werden mit den tatsächlich gemessenen Temperaturen verglichen. Sofern dabei bestimmte Abweichungen nicht überschritten werden (siehe unten), wird das 'Inversionsprofil' mit in die Mittelung einbezogen.

Auf diese Weise konnten immerhin noch 67 % der Inversionen, meist im nahezu isothermen Bereich, zusätzlich für die Berechnungen gewonnen werden.

Damit sehen die Stabilitätsklassen jetzt folgendermaßen aus:

(die unten in Anführungszeichen stehenden Zahlen sind in 'Grad')

neutraler Fall:

virtuelle Temperaturdifferenz zwischen Niveau

1 und 2 sowie 2 und 3 $< '|0.1|'$

und zwischen Niveau 3 und 4 $< '|0.15|'$

oder

virtuelle Temperaturdifferenz zwischen Niveau

1 und 4 $< '|0.35|'$

und die Abweichung von der Ausgleichsgeraden

im Niveau 2 $< '|0.2|'$ und im Niveau 3 $< '|0.25|'$

leicht stabiler (labiler) Fall:

virtuelle Temperaturdifferenz zwischen Niveau

1 und 4 $> '0.35'$ ($< '-0.35'$) und $\leq '0.5'$ ($\geq '-0.5'$)

bei inversionsfreien Fällen

oder

virtuelle Temperaturdifferenz zwischen Niveau

1 und 4 $> '0.35'$ ($< '-0.35'$) und $\leq '0.5'$ ($\geq '-0.5'$)

und die Abweichung von der Ausgleichsgeraden

im Niveau 2 $< '|0.2|'$ und im Niveau 3 $< '|0.25|'$

bei Inversionsfällen

stabiler (labiler) Fall:

virtuelle Temperaturdifferenz zwischen Niveau 1 und 4
 > 0.5 ' ($< - 0.5$ ') und ≤ 1.5 ' ($\geq - 1.5$ ')
bei inversionsfreien Fällen

oder

virtuelle Temperaturdifferenz zwischen Niveau 1 und 4
 > 0.5 ' ($< - 0.5$ ') und ≤ 1.5 ' ($\geq - 1.5$ ')
und die Abweichung von der Ausgleichsgeraden im
Niveau 2 $< |0.3|$ ' und im Niveau 3 $< |0.4|$ '
bei Inversionsfällen

Nach diesen Kriterien wurden die Profile jetzt sortiert
und in den Klassen gemittelt. Die Ergebnisse werden im
nachfolgenden Kapitel dargestellt.

5. ERGEBNISSE

a) Ergebnisse der Profilmittelungen

Nach Anwendung der Kriterien aus Kapitel 4 auf die Daten wird ein Satz von fast siebzig Mittelprofilen erhalten.

Durch starke Inversionen oder Fehler in den Windprofilen fallen ungefähr ein Drittel der Messungen aus.

In die Mittelungen gehen 43280 Einzelprofile ein, was einem Prozentsatz von 64 entspricht.

Damit ist die Forderung erfüllt, statistisch gut abgesicherte Klassenmittel zu finden. Wie aus den Häufigkeitsverteilungen (Abb. 5) ersichtlich, enthält der weitaus größte Teil der Klassen ein Mittel aus weit über hundert Einzelprofilen. Besonders stark, wie von vornherein zu erwarten, sind die neutralen Klassen mit Statistiken von mehreren tausend Profilen bei mittleren Windstärken.

Gut zu erkennen ist auch, wie die Maxima der Stabilitätsklassen bei verschiedenen Windstärken liegen.

Stabile Schichtung ist verbunden mit geringen Windstärken, ebenso wie labile mit höheren Windstärken. Das Maximum der neutralen Schichtung liegt bei 5 bis 6 m/s gut zwischen beiden.

Gleichzeitig mit der Mittelung der Profile in den einzelnen Klassen wurde auch für jeden Parameter die Standardabweichung berechnet. Das hat sich allerdings in diesem Fall als wenig hilfreich erwiesen, da sie sich so nicht als Gütemaß für die Mittelprofile benutzen läßt. Die Einzelprofile in den Klassen setzen sich aus Messungen über das ganze Sommerhalbjahr zusammen. So steckt in den Temperaturmessungen ein Jahrestrend, der sich in den Standardabweichungen der Klassenmittel niederschlägt.

Bei künftigen Arbeiten dieser Art sollte man besser die Standardabweichungen der Höhendifferenzen der Parameter berechnen. Hiermit könnte man eine genauere Aussage über das Aussehen des Profils gewinnen.

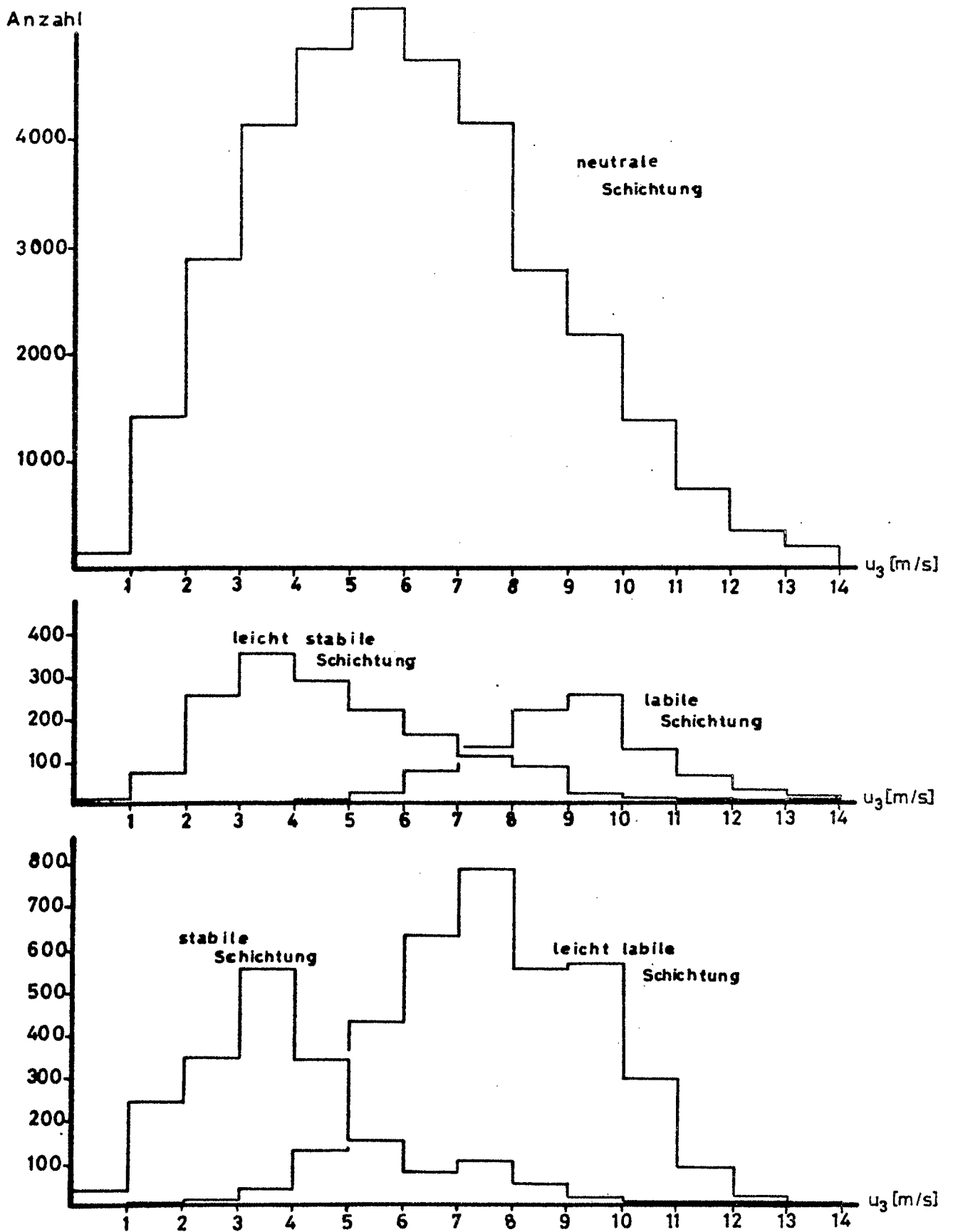


Abb. 5: Häufigkeitsverteilungen

Eine Darstellung der Ergebnisse der charakteristischen Mittelprofile erfolgt in den Abb. 6a-g.

Wie die Krümmung der Profile in den verschiedenen Klassen ausfallen sollte, kann z.B. bei HALTINER und MARTIN (1957) bzw. MENGELKAMP (1978) gefunden werden. Man stellt fest, daß die Erwartungen recht gut durch die hier vorliegenden Ergebnisse bestätigt werden. Besonders in den stabilen Fällen ist die Krümmung der Profile wie erwartet, jedoch wird das Aussehen, speziell der Windprofile, aller Stabilitätsklassen bei zunehmenden Windgeschwindigkeiten ähnlich. Dies steht in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Berechnung der RICHARDSON-Zahlen (s. Abb. 3). Die Schichtung nähert sich bei zunehmender Durchmischung immer mehr dem neutralen Fall, und die Stabilitätsverhältnisse in den jeweiligen fünf Klassen sind damit nicht mehr so erheblich voneinander verschieden wie bei geringeren Windgeschwindigkeiten.

Gar nicht, oder nur andeutungsweise, läßt sich die positive Krümmung des Temperaturprofils in den labilen Fällen erkennen.

Diese scheint meist nur bis zum dritten Niveau aufwärts ausgeprägt zu sein (s. Profile bei 6 bis 7 und 7 bis 8 m/s). Zum vierten Niveau hin setzt eine negative Krümmung ein.

Bei den Windprofilen in den labilen Fällen ist ebenfalls die erwartete Krümmung nicht immer eingetreten. Jedoch sind hier die Abweichungen meist sehr gering, und zumindest bei niedrigen Windgeschwindigkeiten wird keine positive Krümmung erreicht. Sehr schnell jedoch nähert sich das Aussehen dieser Profile dem der neutralen an. Diese Aussage findet man auch bei BROCKS und KRÜGERMEIER (1970) und MENGELKAMP (1978).

Es scheint falsch zu sein, die Stabilität der Schichtung nur aus der Krümmung der Profile beurteilen zu wollen! Bei einer Mittelung über viele Profile bei labiler Schichtung, wie hier geschehen (s. Abb. 5), sollte sich die tatsächlich richtige Krümmung unabhängig von Meßungenauigkeiten durchsetzen.

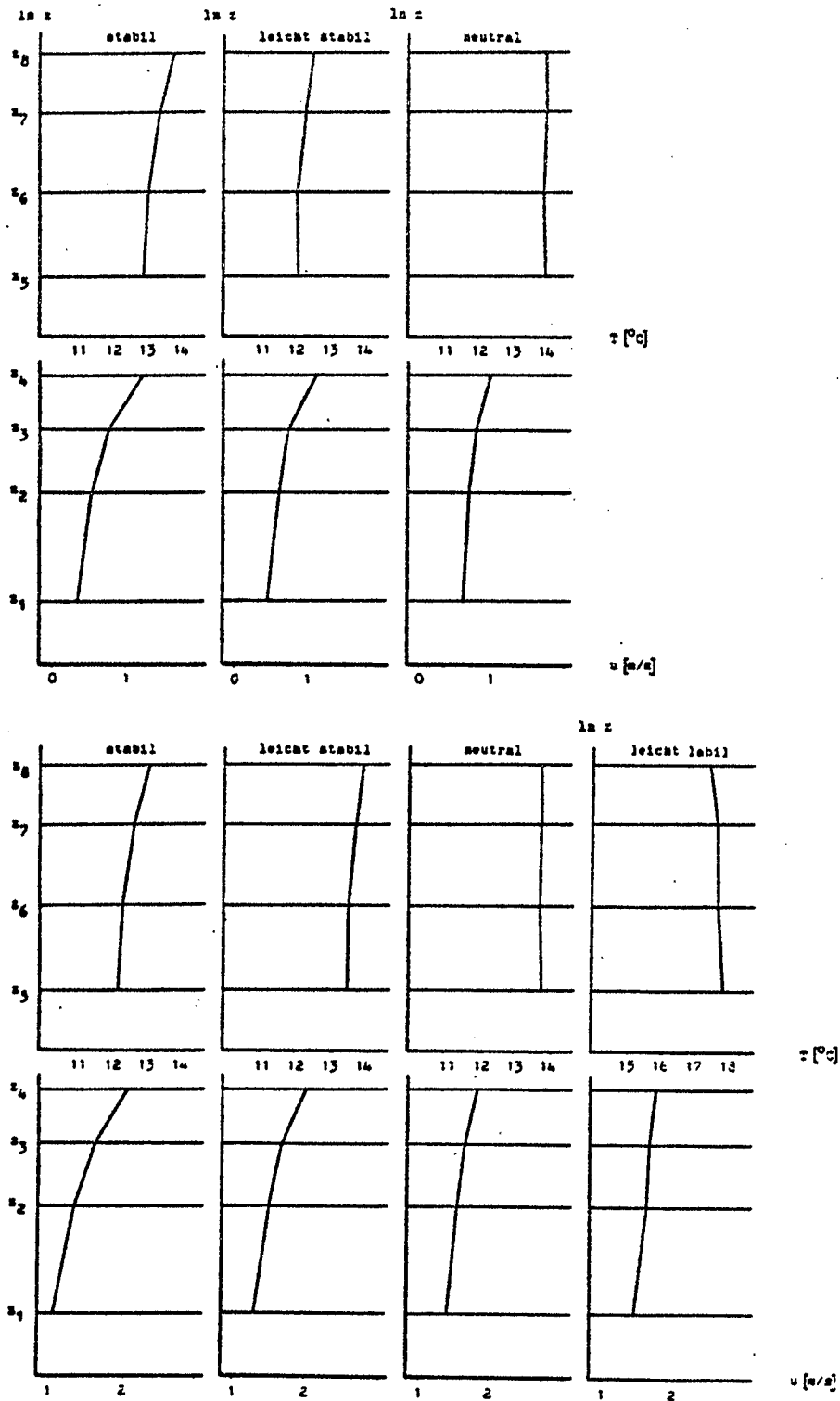


Abb. 6a

Abb. 6a-g: Mittlere simultane Wind- und Temperaturprofile
(es gehören jeweils das obenstehende Tempera-
turprofil und das darunterliegende Windprofil
zusammen)

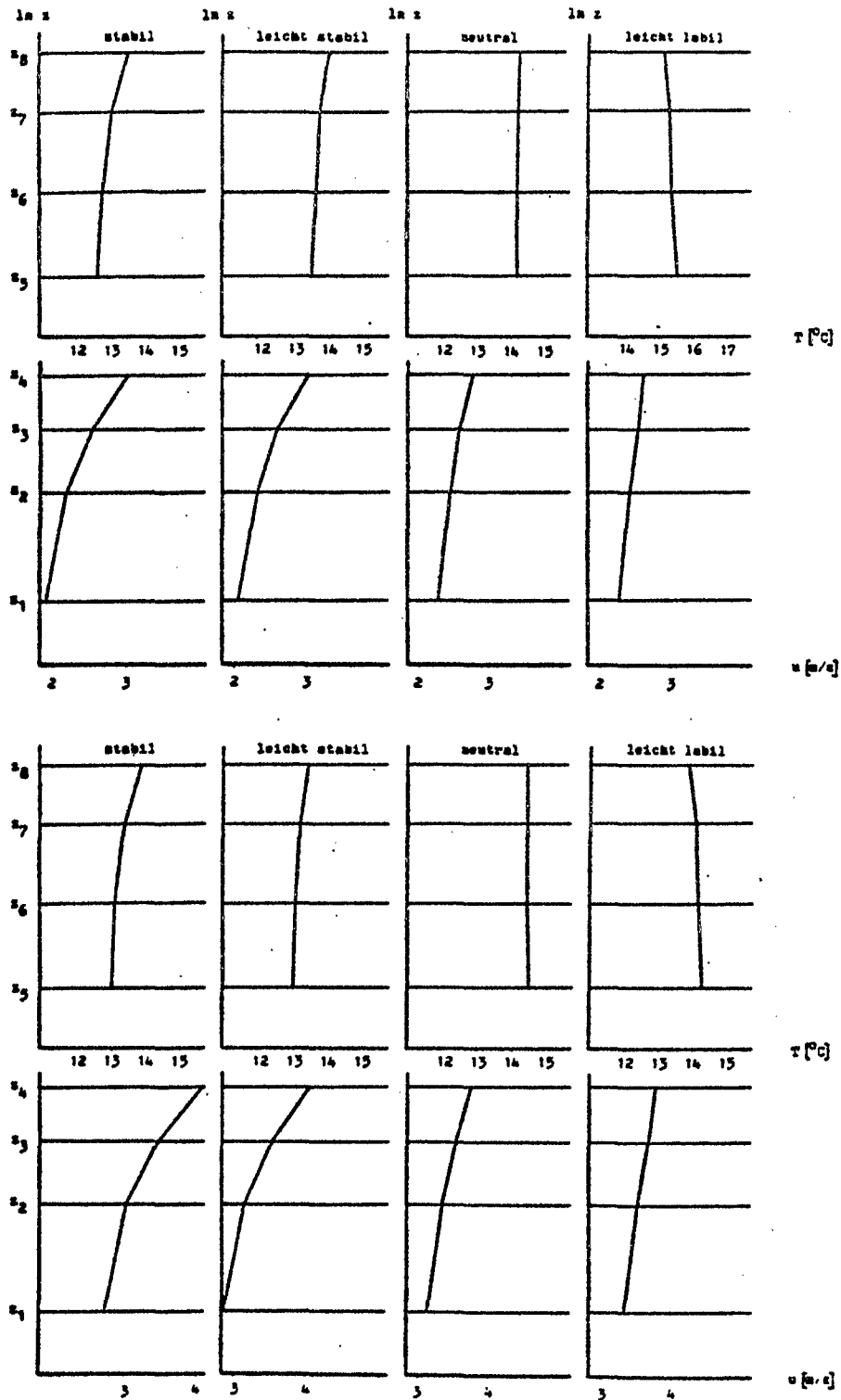


Abb. 6b

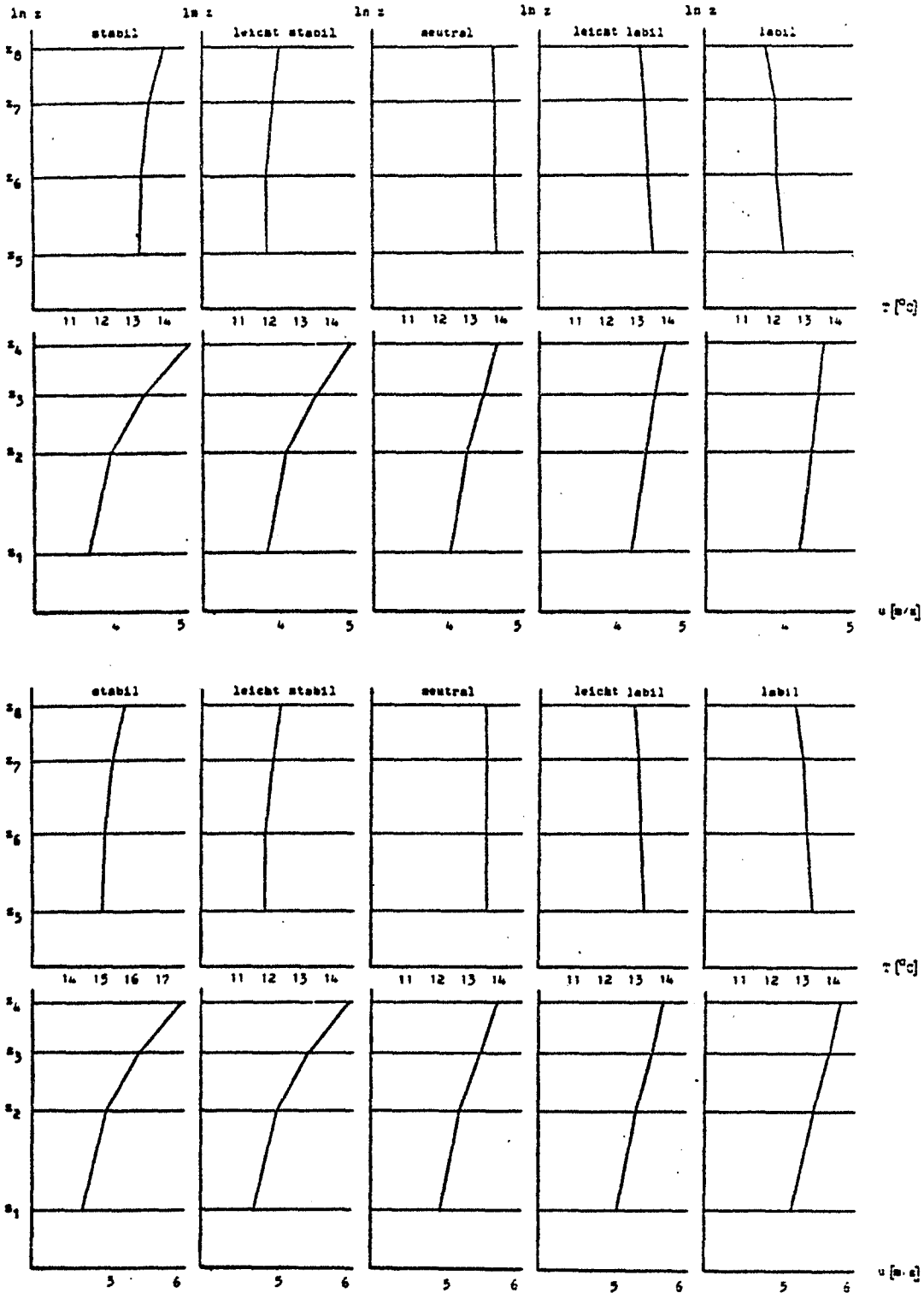


Abb. 6c

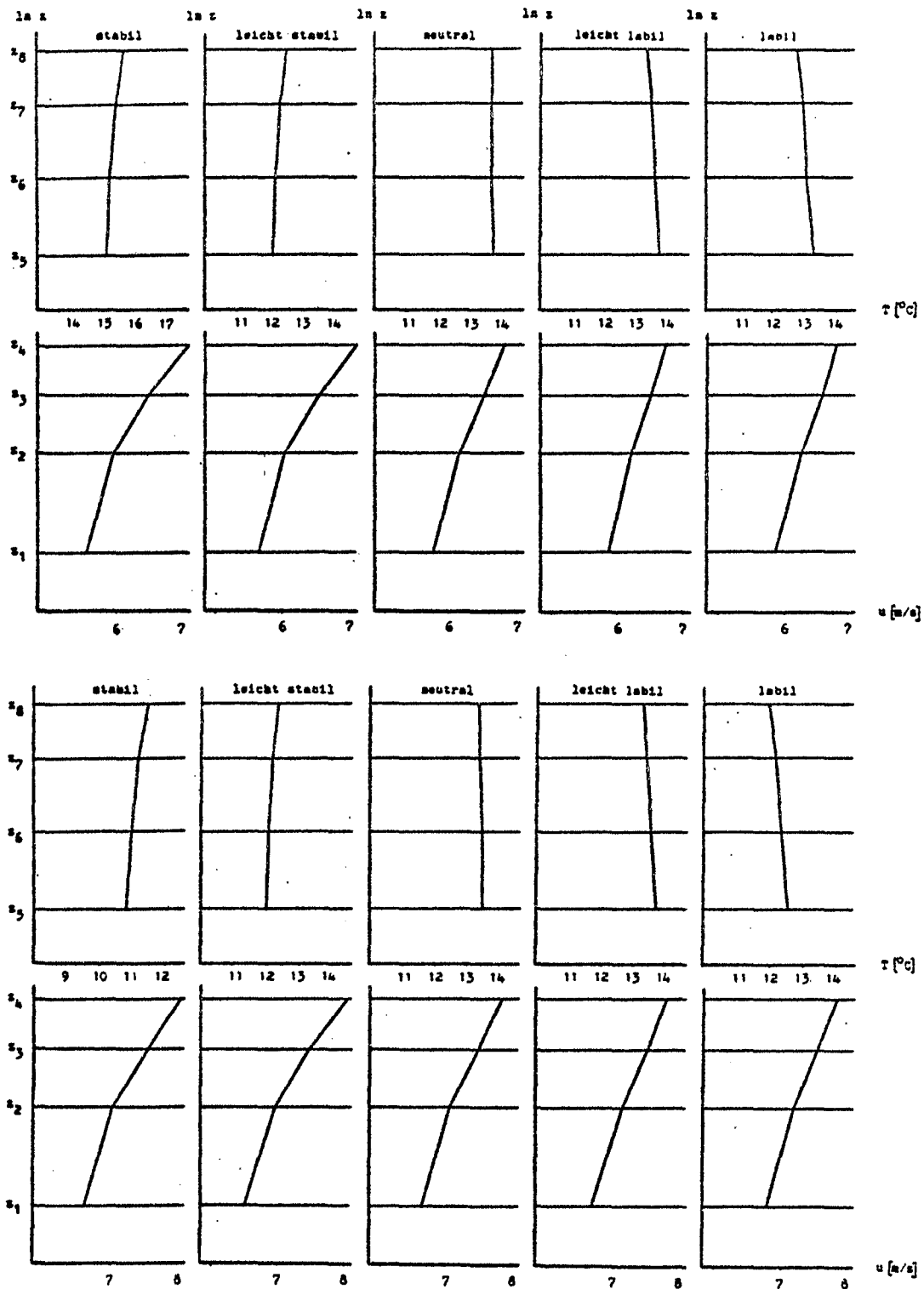


Abb. 6d

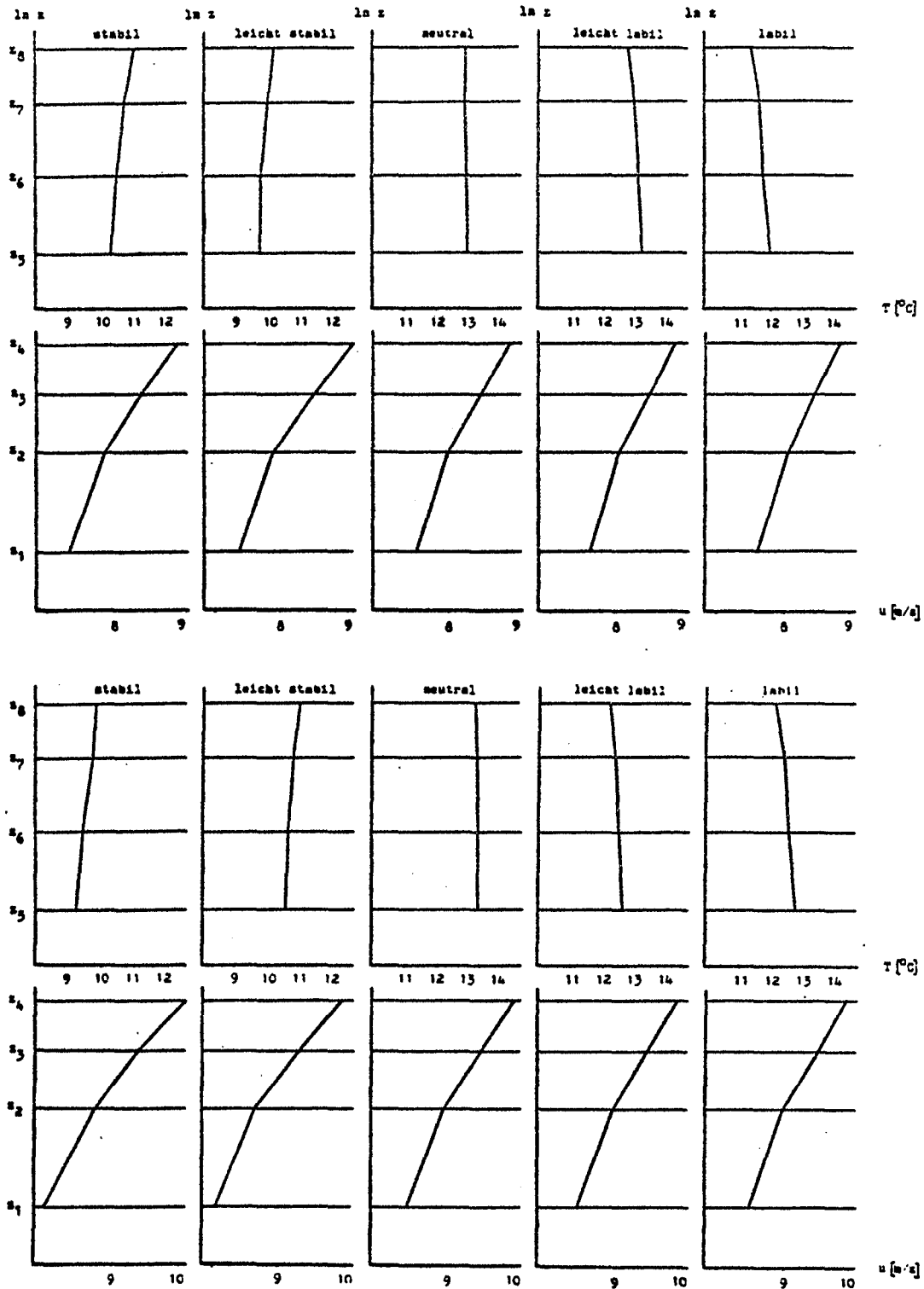


Abb. 6e

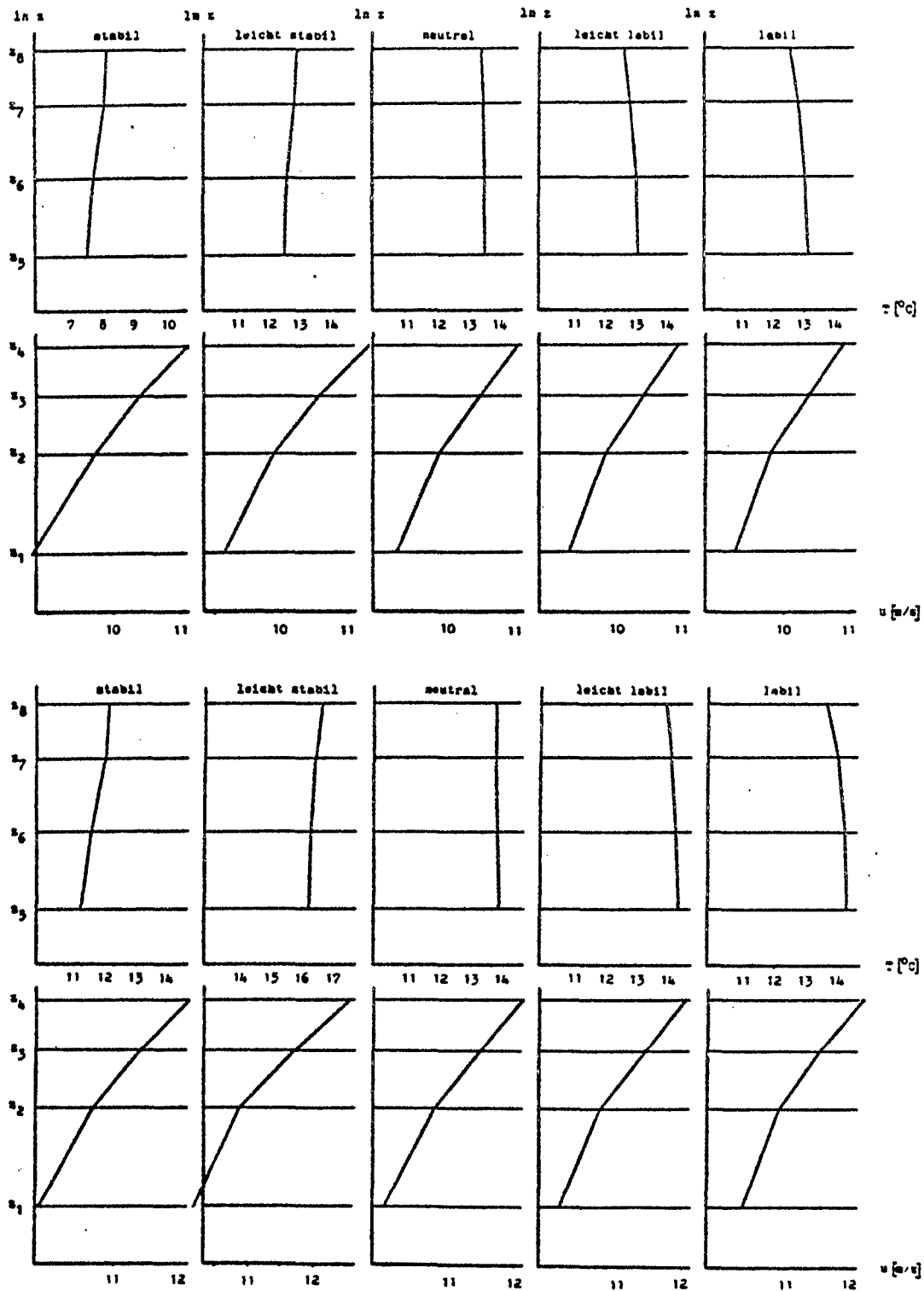


Abb. 6f

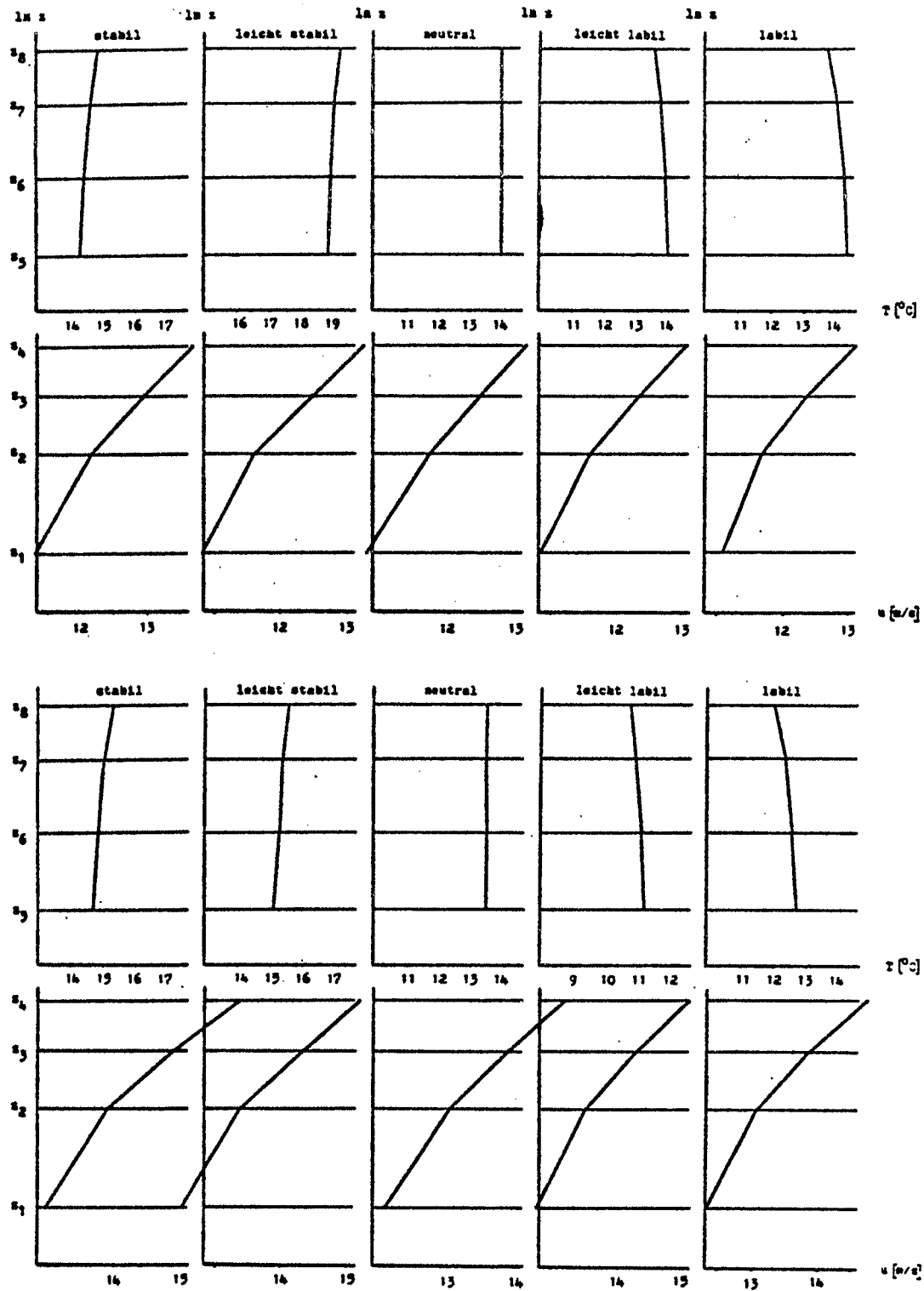


Abb. 6g

Trotz des nicht immer erwartungsgemäß eingetretenen Aussehens der Profile sollen hier die folgenden Ergebnisse der Grenzschichtparameter in Abhängigkeit von der Stabilität, wie sie durch die zugrundeliegende Einteilung gegeben ist, dargestellt werden.

b) Ergebnisse aus den Windprofilmessungen

Nach Anwendung der im vorstehenden erklärten Mittelungen stehen jetzt simultan 65 mittlere Profile des Windes und der Temperatur zur Verfügung. Aus diesen werden die Grenzschichtparameter entsprechend den im theoretischen Teil dargelegten Formeln berechnet. Es folgen in diesem Abschnitt nun Darstellungen von u_* , z_0 , c_D und der Stabilitätsfunktion des Windes.

In Abb. 7 ist die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* gegen die Windgeschwindigkeit im 4ten Niveau u_4 aufgetragen.

Zu erkennen ist, daß die Werte von u_* nur positiv sind und mit der Windgeschwindigkeit anwachsen. Dies war nach Formel (10) zu erwarten und wird in dieser Form auch so wiedergegeben, z.B. von HASSE (1968) und MENGELKAMP (1978). Jedoch ist die bei letzterem klar erkennbare Auffächerung der Ergebnisse nach der Stabilität aus der jetzigen Abbildung nicht offensichtlich. Die Aufteilung nach Stabilität scheint zumindest bis ca. 10 m/s oder 11 m/s eher zufällig und wird erst zu hohen Windstärken hin etwas regelmäßig.

Um diesen Unterschied zu MENGELKAMP zu verstehen, der auch in den noch folgenden Abbildungen häufig zu finden ist, muß hier auf die besondere Art der Auswahl der Profile von MENGELKAMP hingewiesen werden.

Während in dieser Arbeit die einfachen virtuellen Temperaturgradienten zur Einteilung der Stabilität dienten, wählte er im wesentlichen die Krümmung der Profile als Kriterium der Einteilung. Dadurch ist es m.E. gar nicht möglich, andere als die erhaltenen Auffächerungen zu ge-

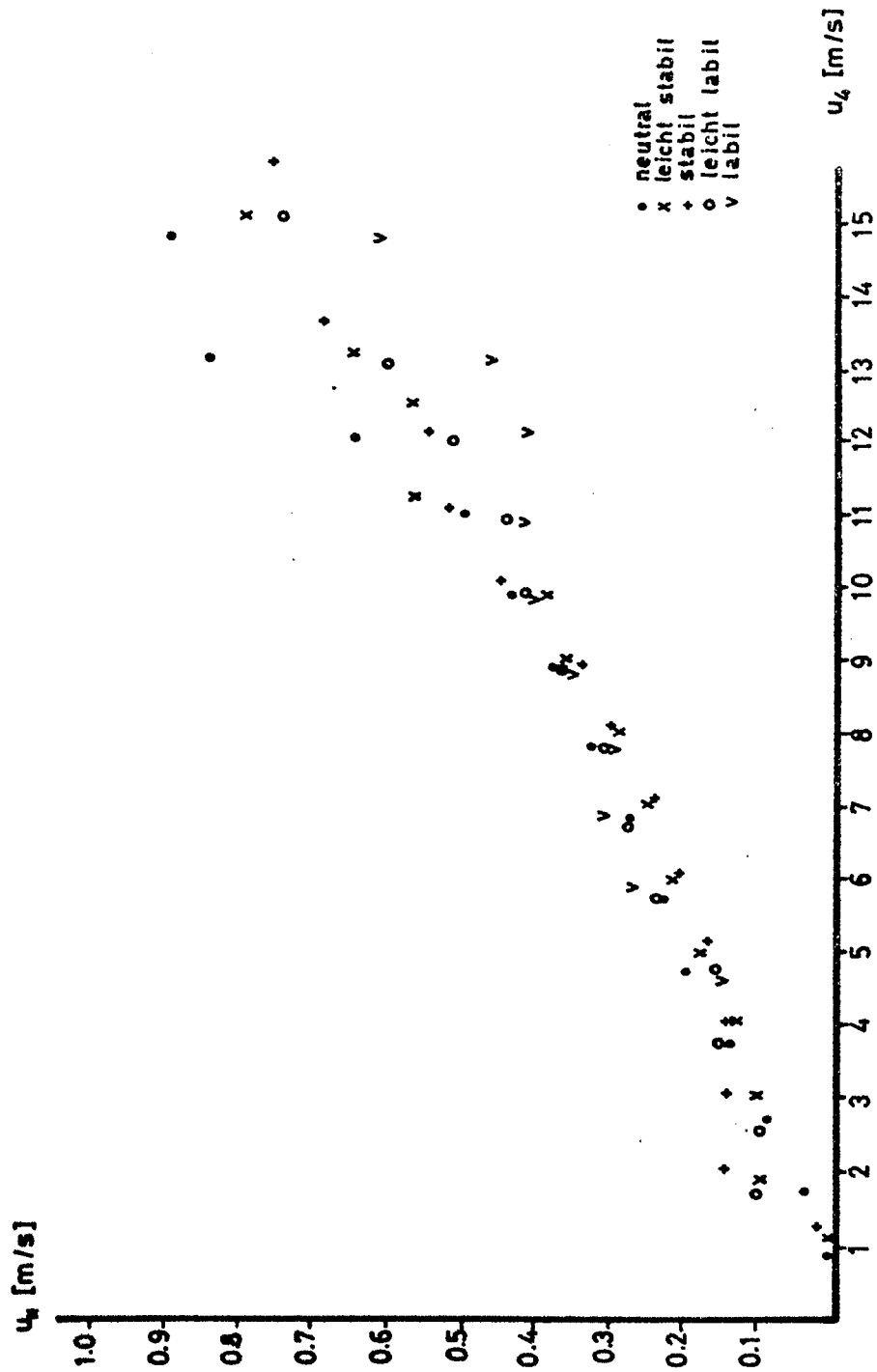


Abb. 7: Schubspannungsgeschwindigkeit u_* in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit in Niveau 4 für verschiedene Dichteschichtungen

winnen. Legt man, wie er es tut, in Gleichung (10) die Stabilität nach dem letzten Term - der Krümmung - fest, so müssen u_* und z_0 ebenfalls ein genau von der Stabilität abhängiges Verhalten zeigen.

u_* und z_0 hängen in diesem Fall nur noch von der Steigung des Profils ab. In Gleichung (10) kommt, abhängig von der so gewählten Stabilität, zu dem Wert $\ln(\frac{z}{z_0})$ ein positiver, negativer oder kein Zuschlag. Damit liegt das Ergebnis fest. Hierauf wird noch einige Male verwiesen.

In Abb. 8 und 9 ist $\ln z_0$, aufgetragen gegen die Windgeschwindigkeit im 4ten Niveau, dargestellt. Wiederum sind die Ergebnisse der jeweils fünf Stabilitätsklassen unterschiedlich gekennzeichnet (s. Beschriftung zu Abb. 8 und 9). Das zur Schubspannungsgeschwindigkeit Gesagte läßt sich hier teilweise auch finden.

Außer einer stärkeren Spreizung bei geringen Windgeschwindigkeiten (einige Werte bei $u_4 < 3$ m/s liegen außerhalb der Abbildung) und einem, wie schon bei u_* geregelten aussehendem Teil ab 10 m/s bis 11 m/s (Anstieg in allen Stabilitätsklassen), läßt sich hier wohl eher eine mittlere Rauigkeitshöhe angeben. Diese liegt für den Geschwindigkeitsbereich zwischen ca. 5 m/s und ca. 12 m/s bei 0.1 mm bis 1 mm.

Nimmt man die labilen Fälle bei mittleren Windgeschwindigkeiten (5 m/s bis 12 m/s) einmal aus, so läßt sich auch noch ein Anstieg von z_0 mit der Windgeschwindigkeit erkennen, der durch zunehmende Wellenbildung zu erklären ist. Deutlicher wird dieser noch, wenn man die neutralen Fälle, die statistisch am stärksten vertreten sind, allein betrachtet. Hier findet man einen Anstieg von $z_0 = 10^{-3}$ mm bis $z_0 = 5$ mm. In den anderen Stabilitätsklassen findet der Anstieg von z_0 ab ca. 8 m/s statt.

Diese Angaben decken sich größenordnungsmäßig mit denen anderer Autoren: BEHREND (1976) $\bar{z}_0 = 0.65$ mm, BROCKS und KRÜGERMEIER (1970), FLEAGLE et al. (1958) und WILLIS und PAULSON (1963) $z_0 = 1.4 \times 10^{-3}$ cm, WILLIS und PAULSON (zit. bei DEARDORFF (1968)) $z_0 = 1.4 \times 10^{-2}$ cm.

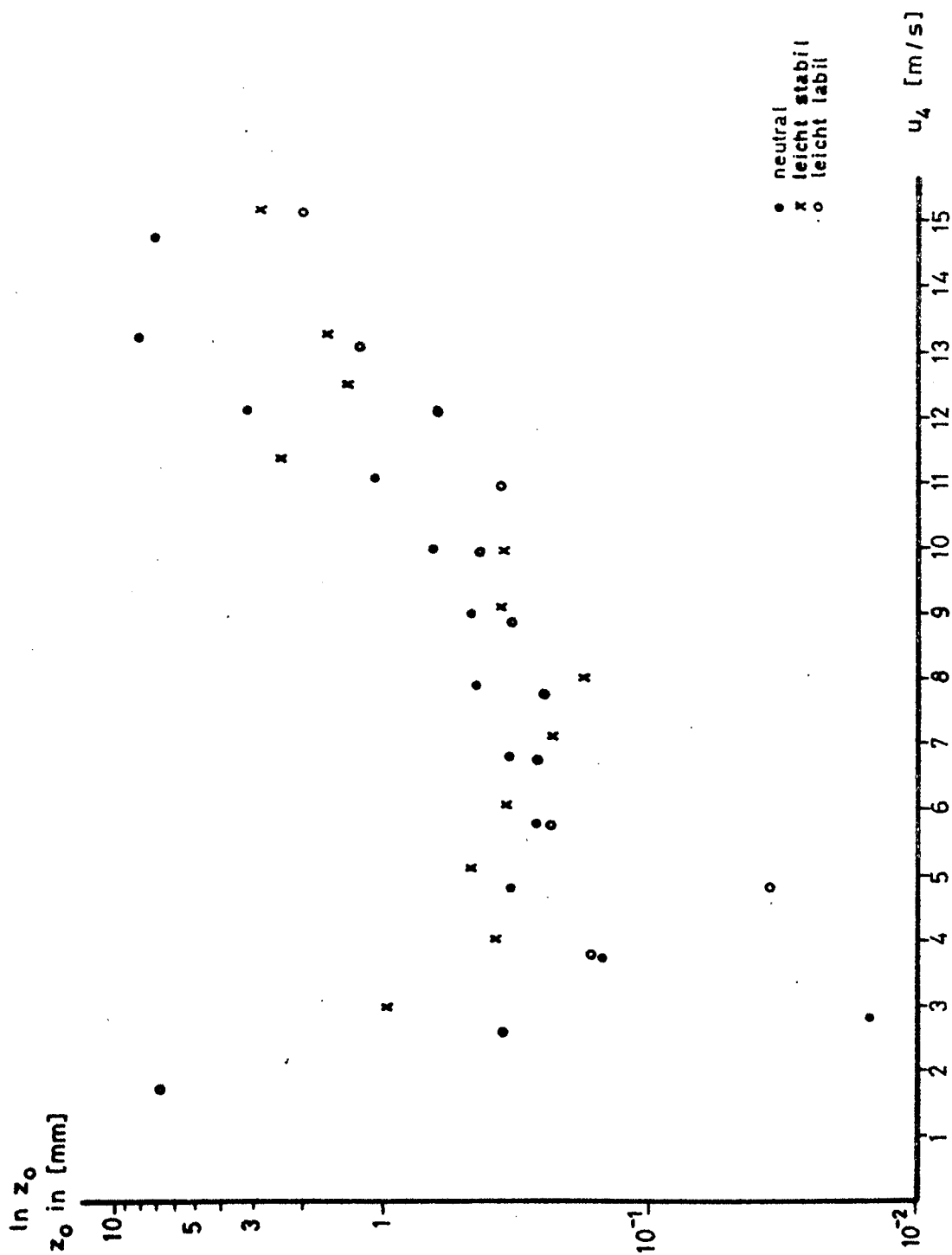


Abb. 8: Rauigkeitshöhe z_0 in logarithmischer Darstellung in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit in Niveau 4 für neutrale, leicht stabile und leicht labile Dichteschichtung

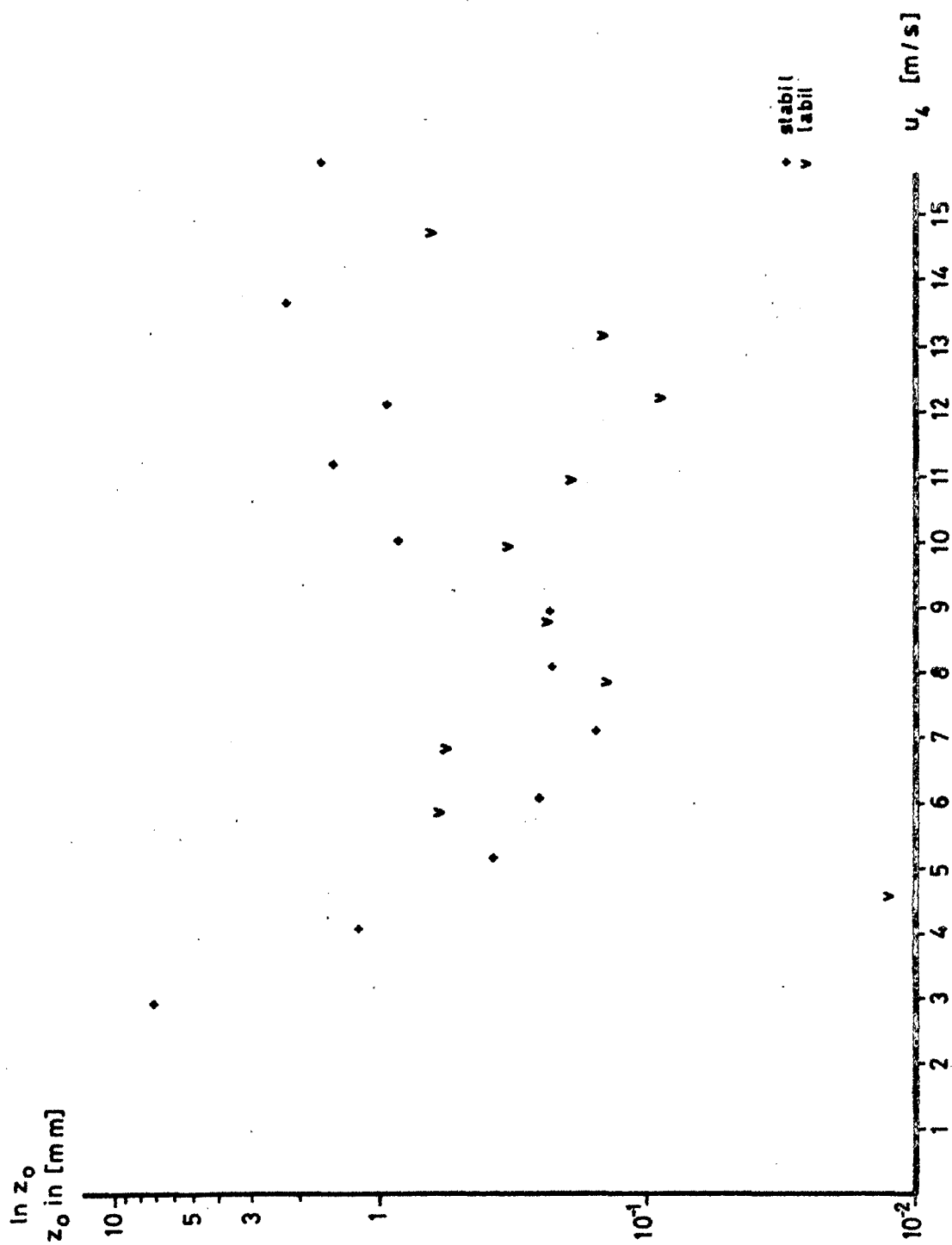


Abb. 9: Rauigkeitshöhe z_0 in logarithmischer Darstellung in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit in Niveau 4 für stabile und labile Dichteschichtung

In der Arbeit von DOBESCH (1973) findet man eine Darstellung, die den jetzigen Abbildungen 8 und 9 im großen und ganzen sehr ähnlich ist. Seine Messungen fanden über dem Neusiedler See bei einem Fetch größer 4 km statt. Die labilen Fälle haben bei geringen Windstärken ein sehr kleines z_0 , während die stabilen Fälle ein über dem Mittel liegendes ausweisen. Der Mittelwert liegt allerdings mit $\bar{z}_0 = 3.8 \times 10^{-3}$ cm etwas niedriger als in der vorliegenden Arbeit.

Neuere Angaben sind zu finden bei DOBESCH (1976) mit $z_0 = 0.0041 \pm 0.0011$ cm und einem leichten Anstieg mit der Windgeschwindigkeit und MENGELKAMP (1978), dessen Ergebnisse sich im Mittel gut mit den hier vorliegenden decken.

Die Abbildungen 10 und 11 enthalten den Transportkoeffizienten c_D für den vertikalen Impulstransport in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit im 4ten Niveau.

In Abb. 10 erkennt man einen deutlichen Anstieg von c_D mit der Windgeschwindigkeit, besonders im neutralen Fall.

Die aus dem Rahmen fallenden Werte bei Windstärken bis 4 m/s im 4ten Niveau in Abb. 10 und auch Abb. 11 sind vermutlich auf Meßfehler bei diesen sehr geringen Winden zurückzuführen.

Zu erkennen ist in Abb. 10 auch ein leichtes Plateau zwischen 5 m/s und 9 m/s, wie es ähnlich auch in der Darstellung von CLAUS und VAN RADEN (1973) auftritt.

In der Abb. 11 findet sich für die stabilen Fälle ein Anstieg des Transportkoeffizienten ab ungefähr 5 m/s, während seine Werte bei den labilen Schichtungen zwischen 5 m/s und 12 m/s abzunehmen scheinen und ein Anstieg erst danach erkennbar wird.

Abb. 12 zeigt den Transportkoeffizienten c_D in Abhängigkeit von einer Stabilitätsgröße, nämlich z/L . Anhand dieser Abbildung läßt sich das eben schon Gesagte noch klarer erkennen. Kann man auch aus der obersten Abbildung

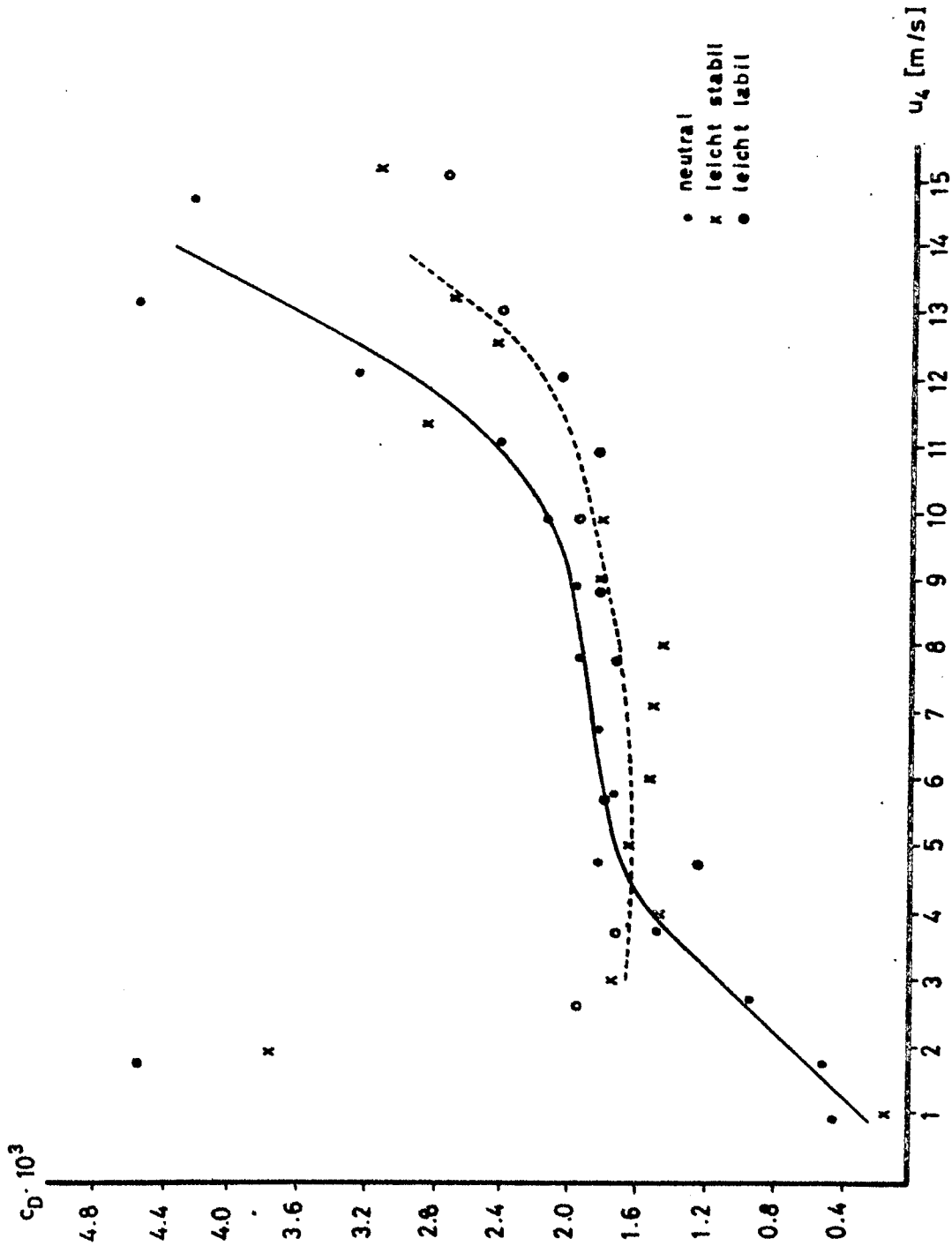


Abb. 10: Transportkoeffizient c_D in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit in Niveau 4 für neutrale, leicht stabile und leicht labile Dichteschichtung (die Linien geben den ungefähren mittleren Verlauf für neutrale (—) und leicht labile bzw. leicht stabile (---) Dichteschichtung wieder)

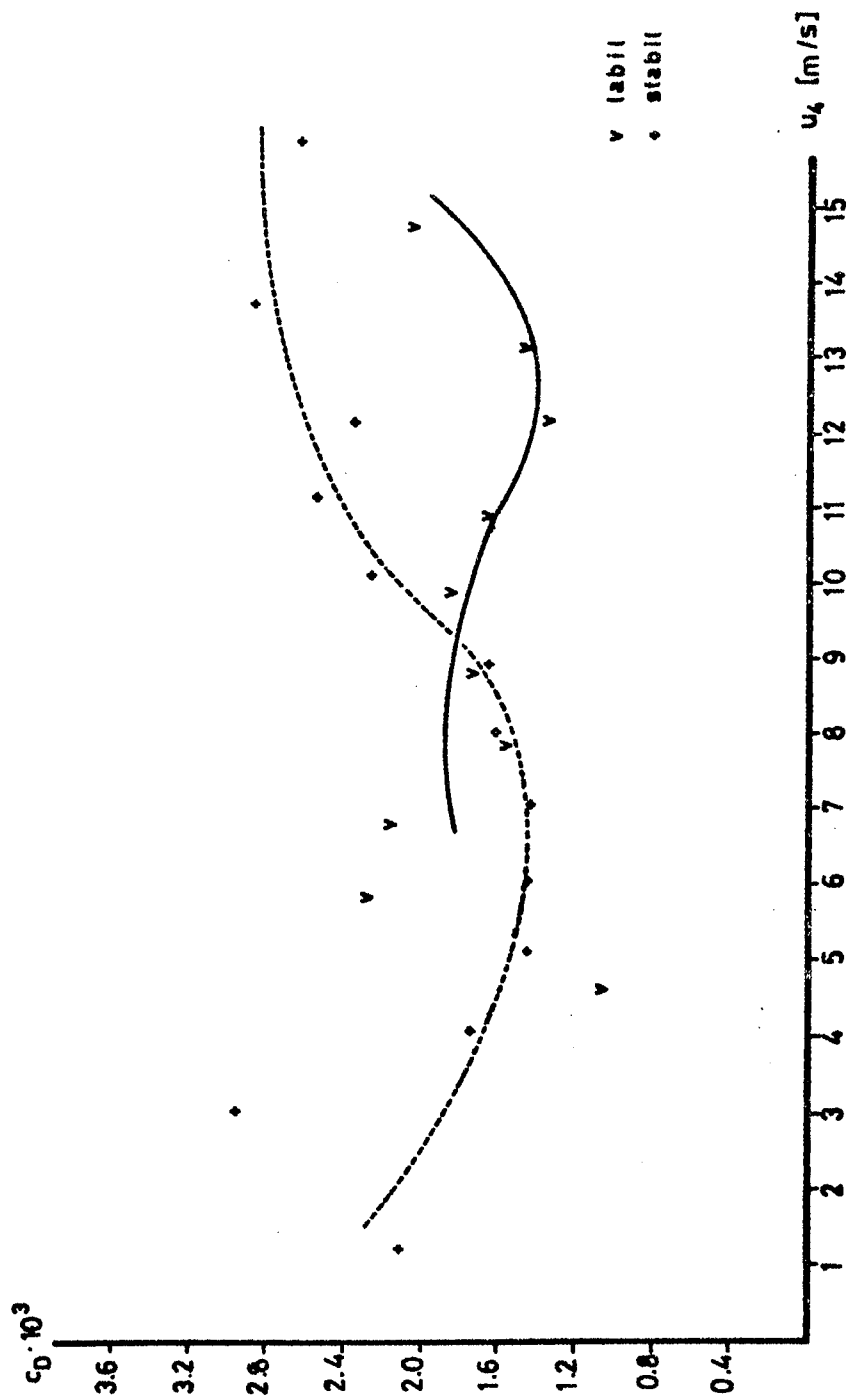


Abb. 11: Transportkoeffizient c_D in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit in Niveau 4 für stabile und labile Dichteschichtung (die Linien geben den ungefähren mittleren Verlauf für stabile (----) und labile (—) Dichteschichtung wieder)

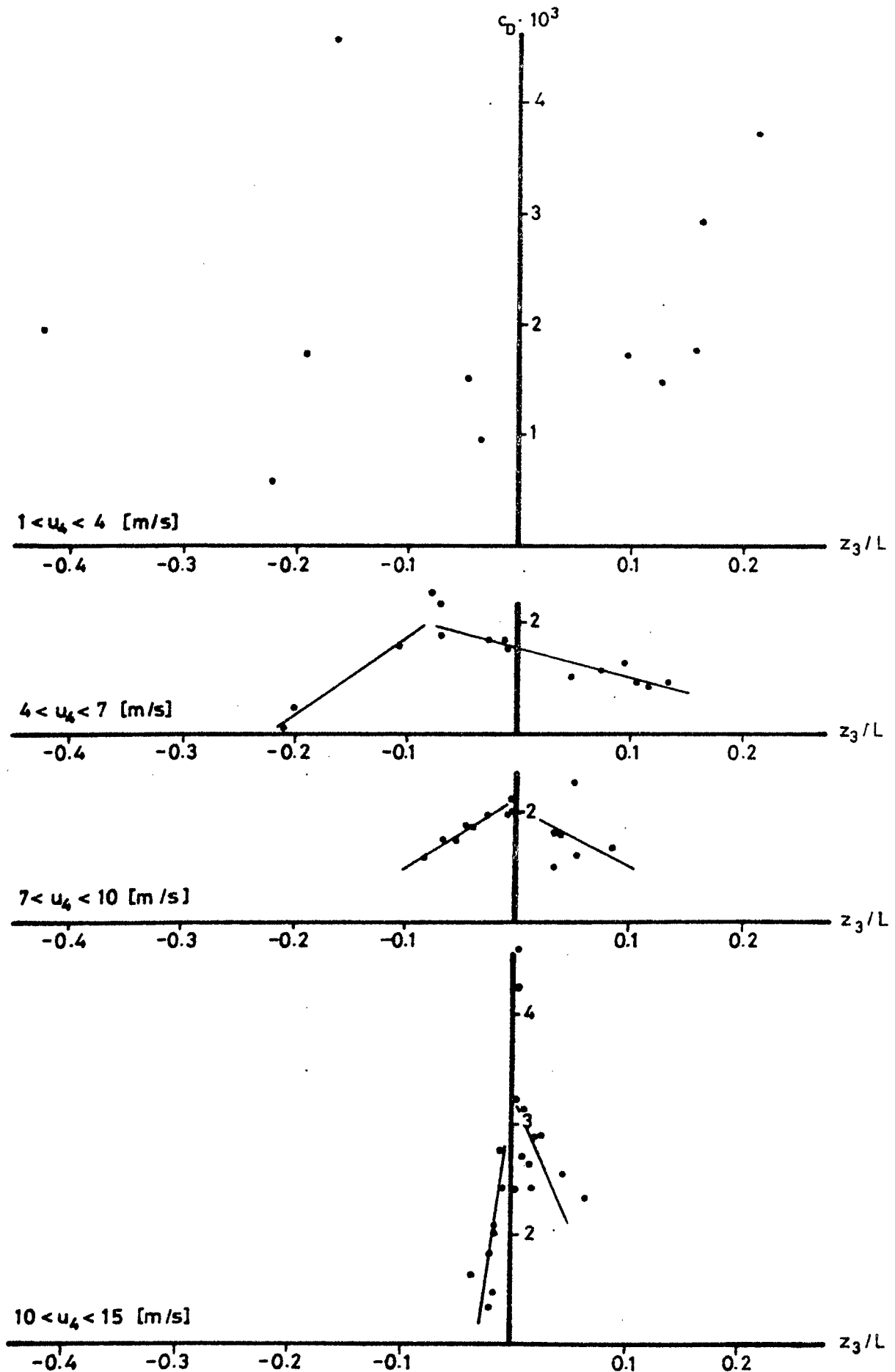


Abb. 12: Transportkoeffizient c_D in Abhängigkeit von dem Stabilitätsparameter z_3/L für verschiedene Windgeschwindigkeitsbereiche (die Geraden geben den ungefähren mittleren Verlauf wieder)

noch keine direkten Schlüsse ziehen, da durch zu geringe Windgeschwindigkeiten Fehler vorliegen könnten, so scheint sich doch ein steiler Abfall von der stabilen Seite und ein weniger steiler Abfall von der labilen Seite zu einem Wert von $c_D \times 10^{+3} < 1$ bei $z/L = 0$ anzudeuten. Verfolgt man die Werte von c_D im neutralen Fall ($z/L = 0$), so fällt wieder der erhebliche Anstieg mit der Windgeschwindigkeit ins Auge. Für steigende Labilität und auch Stabilität werden die Werte des Transportkoeffizienten dann kleiner.

Bei Windstärken zwischen 4 m/s und 7 m/s ist dieses Maximum leicht zu labiler Schichtung verschoben. Der Abfall auf der linken Seite der Abbildung (Labilität) wird mit zunehmendem Wind sehr schnell steil, während dies auf der rechten Seite (Stabilität) langsamer geht.

Auch MENGELKAMP (1978) erhält einen gewissen Anstieg von c_D mit der Windgeschwindigkeit. Doch sind diese Ergebnisse sehr verschieden zu den vorliegenden, was wohl auf die oben erwähnten generellen Unterschiede beider Arbeiten zurückzuführen ist.

Auch sonst findet man kein sehr einheitliches Bild in der Literatur. Viele Autoren betrachten c_D als konstant, z.B. HOEBER (1968) gibt an für $c_D 10 = (1.23 \pm 0.25) \times 10^{-3}$, DOBESCH (1973) $c_D = (1.28 \pm 0.17) \times 10^{-3}$ für 3 m, WIERINGA (zit. bei BUSINGER (1975)) $c_D \sim 2.4 \times 10^{-3}$, andere Ergebnisse findet man auch bei MENGELKAMP (1978).

WU (1969) hat alle damaligen Ergebnisse zusammengetragen und festgestellt, daß man doch, wie auch in der vorliegenden Arbeit bestätigt wird, einen Anstieg von c_D mit der Windgeschwindigkeit zu erwarten hat.

Er gibt an: $c_D \times 10^{+3}$ ungefähr 0.7 bei $u_{10} = 1.5$ m/s bis $c_D \times 10^{+3} = 2.6$ bei $u_{10} = 30$ m/s.

In der Arbeit von SHEPPARD, TRIBBLE und GARRAT (1972) wird für c_D folgende Gleichung angegeben:
 $c_D \times 10^{+3} = 0.36 + 0.1 \times u_{10}$ für $3 \text{ m/s} < u_{10} < 16 \text{ m/s}$.

Bei diesem Ergebnis stimmt über einen weiten Bereich

die Steigung des Transportkoeffizienten mit der Windgeschwindigkeit mit der in dieser Arbeit gefundenen Steigung überein, wenn auch die Werte nicht so linear liegen wie bei SHEPPARD, TRIBBLE und GARRAT.

In Abb. 13 wird die RICHARDSON-Zahl in Abhängigkeit von dem Stabilitätsparameter z/L dargestellt. Dieses Ergebnis deckt sich sehr gut mit der gleichen Darstellung von BUSINGER, WYNGAARD, IZUMI und BRADLEY (1971). Die beiden stark abweichenden Punkte bei $z/L = -0.23$ und $z/L = 0.47$ sind auf Meßungenauigkeiten wegen sehr geringer Windgeschwindigkeiten zurückzuführen. Im labilen Schichtungs-bereich sind die RICHARDSON-Zahl und z/L nahezu gleich, während für den stabilen Schichtungs-bereich die RICHARDSON-Zahl bei steigendem z/L einen Grenzwert anzustreben scheint. Dieser liegt laut BUSINGER et al. bei ungefähr 0.21. Man erkennt, daß der Parameter z/L ein günstigerer Stabilitätsanzeiger über den gesamten Schichtungs-bereich ist als die RICHARDSON-Zahl, wenngleich z/L ohne weiteres nur aus direkten Flußmessungen zu erhalten ist.

Abbildung 14 zeigt die Stabilitätsfunktion ϕ_M in Abhängigkeit von z/L . Die Geraden sind per Auge als ungefähre mittlere Verläufe festgelegt worden. Durch diese Abbildung scheint die Güte der Profile bestätigt zu werden, da die Darstellung ähnlichen Darstellungen anderer Autoren sehr nahe kommt (BUSINGER, WYNGAARD, IZUMI und BRADLEY (1971), YAGLOM (1977)), der eine Zusammenstellung von 'Flux-Profile Relationships' verschiedener Autoren gibt).

Im labilen Bereich ist $\phi_M < 1$ wegen der geringeren Windscherung und steigt im stabilen Bereich linear über $\phi_M = 2.5$ für $z/L = 0.2$ an.

Die Streuung hier ist allerdings größer als im labilen Bereich, was auch in der Darstellung bei YAGLOM deutlich wird. YAGLOM schiebt diese Unzulänglichkeit, d.h. die Streuung der Ergebnisse verschiedener Autoren, im wesent-

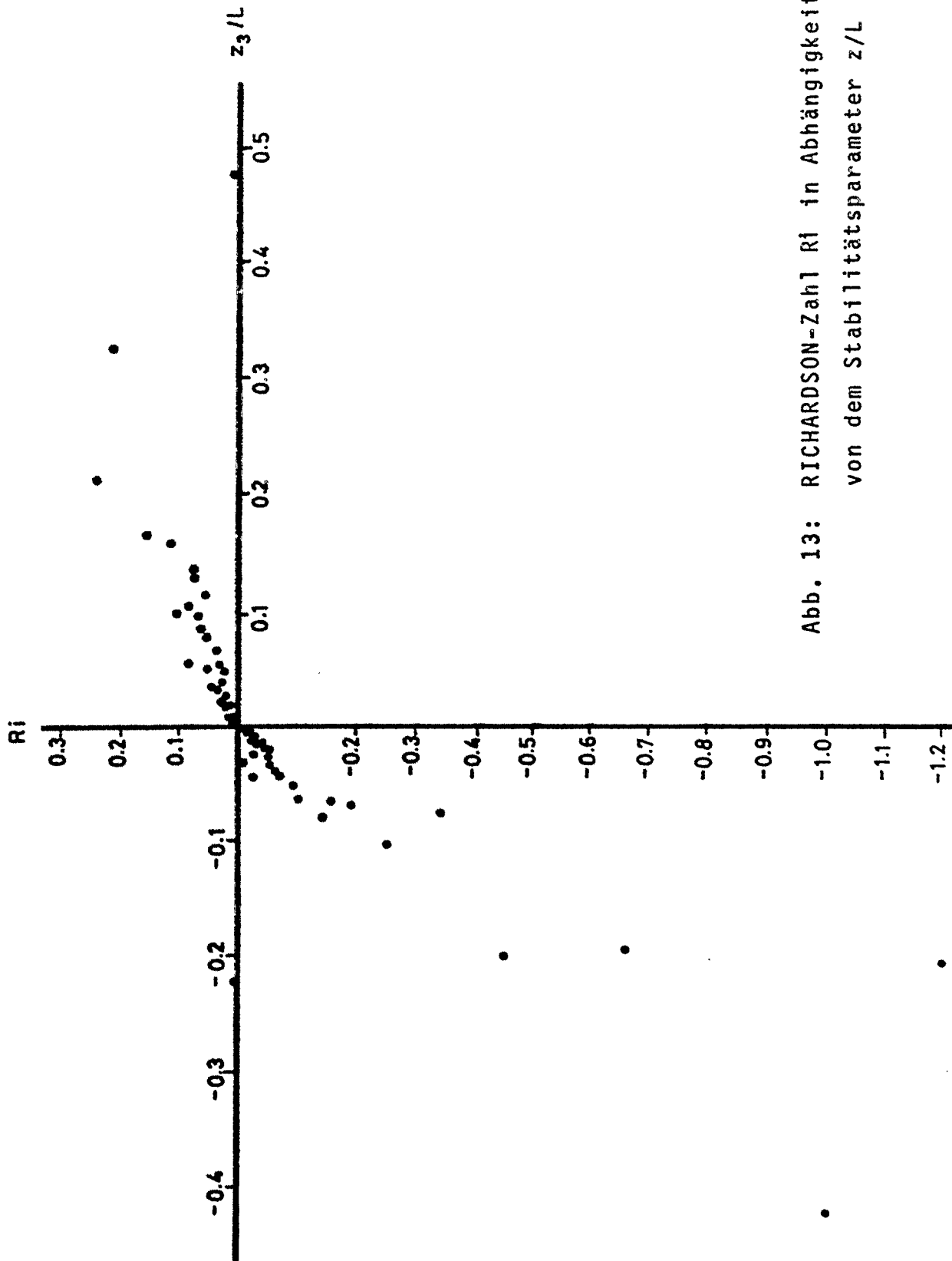


Abb. 13: RICHARDSON-Zahl Ri in Abhängigkeit
von dem Stabilitätsparameter z/L

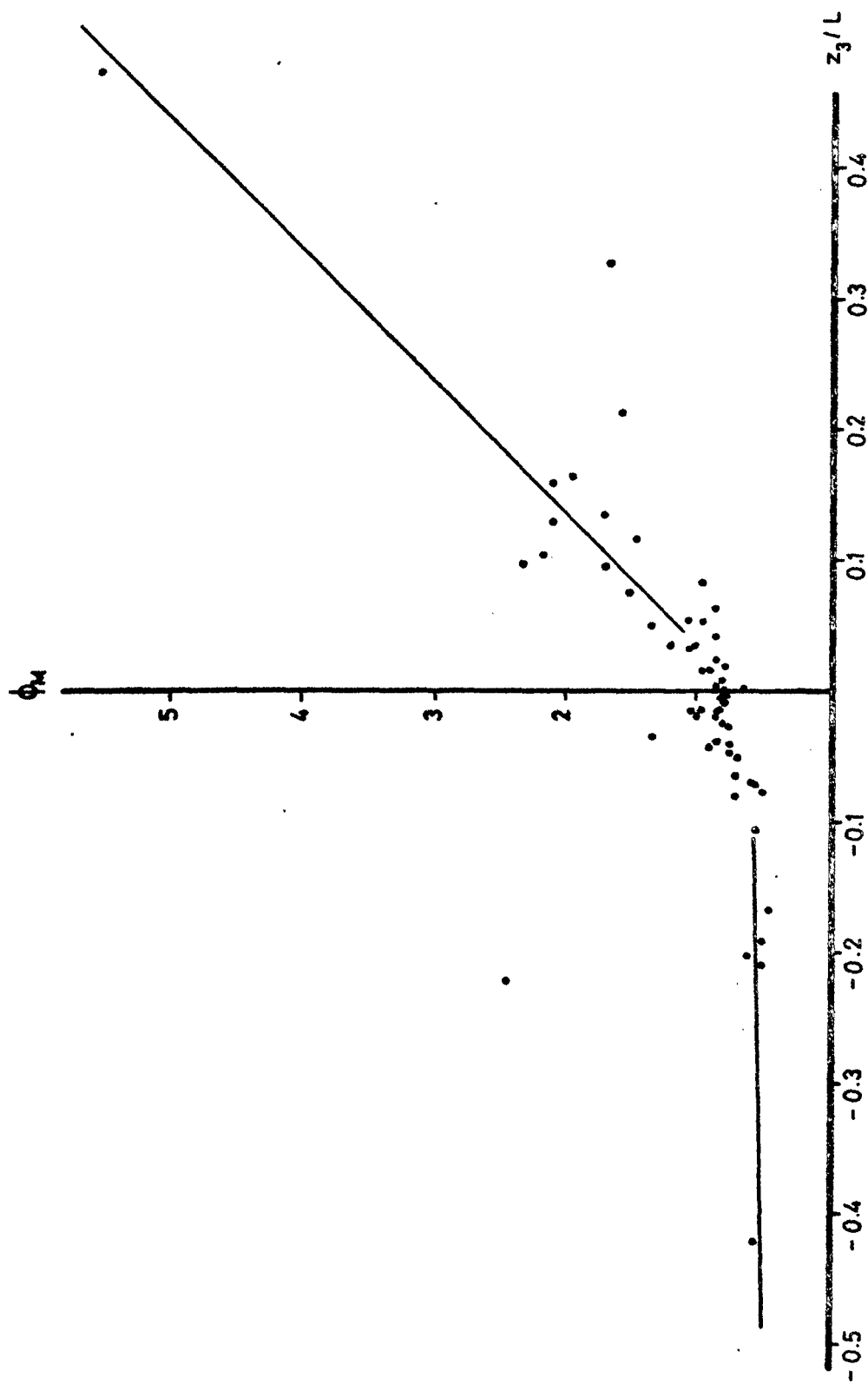


Abb. 14: Stabilitätsfunktion des Windes, ϕ_M , in Abhängigkeit von dem Stabilitätsparameter z/L (die Geraden sind ein Anhaltspunkt für den ungefähren Verlauf der Funktion)

lichen auf instrumentelle Fehler. Daß der Wert von ϕ_M bei $z/L = 0$ nicht bei 1 liegt, wie zu erwarten ist, sondern niedriger, bei ungefähr 0.8, könnte an der Annahme eines unrichtigen Wertes für die von KARMAN-Konstante $k = 0.4$ liegen. Auf die Unsicherheit, die in dieser Tatsache liegt, weisen auch BUSINGER et al. (1971) hin. Auch YAGLOM (1977) stellt fest, daß die Werte für k von 0.35 bis 0.435 variieren, was Unterschiede in den ϕ_x bis etwa 20 % ausmacht.

c) Ergebnisse aus den Temperaturprofilmessungen

Im jetzt folgenden Kapitel wird die Auswertung der Temperatur-Grenzschichtparameter diskutiert. Es enthält Darstellungen von θ_* , $\ln z_\theta$, c_H und der Stabilitätsfunktion der Temperatur ϕ_H .

In Abb. 15 ist das der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* beim Wind entsprechende Temperaturmaß θ_* gegen die Temperaturdifferenz zwischen dem 4ten Niveau und der Wasseroberfläche aufgetragen. Durch unterschiedliche Zeichen markiert erkennt man hier auch die Verteilung der Stabilitätsklassen.

Bei negativer Temperaturdifferenz, also höherer Wasser- als Lufttemperatur und damit Labilität, findet man eine sehr klare Trennung der Klassen voneinander, während die Ergebnisse der Klassen auf der positiven Seite (Stabilität) nicht so geordnet (also mehr vermischt) sind. Da durch θ_* die Steigung des Temperaturprofils dargestellt wird, war ein Anstieg in der vorliegenden Form zu erwarten. Die Streuung ist allerdings wesentlich größer als bei MENGELKAMP (1978), der einen nahezu linearen Anstieg findet. Die Unregelmäßigkeiten sind auch bei ihm im stabilen Bereich größer als im labilen. Zu den Unterschieden läßt sich wiederum das unter Kapitel 5b) Gesagte anführen.

Wiederum erkennbar ist ein Zusammenhang zwischen θ_* und z_θ . Die Ergebnisse in Abb. 16 zeigen in den Stabilitätsklassen eine gleiche Spreizung wie in Abb. 15. Lediglich in den

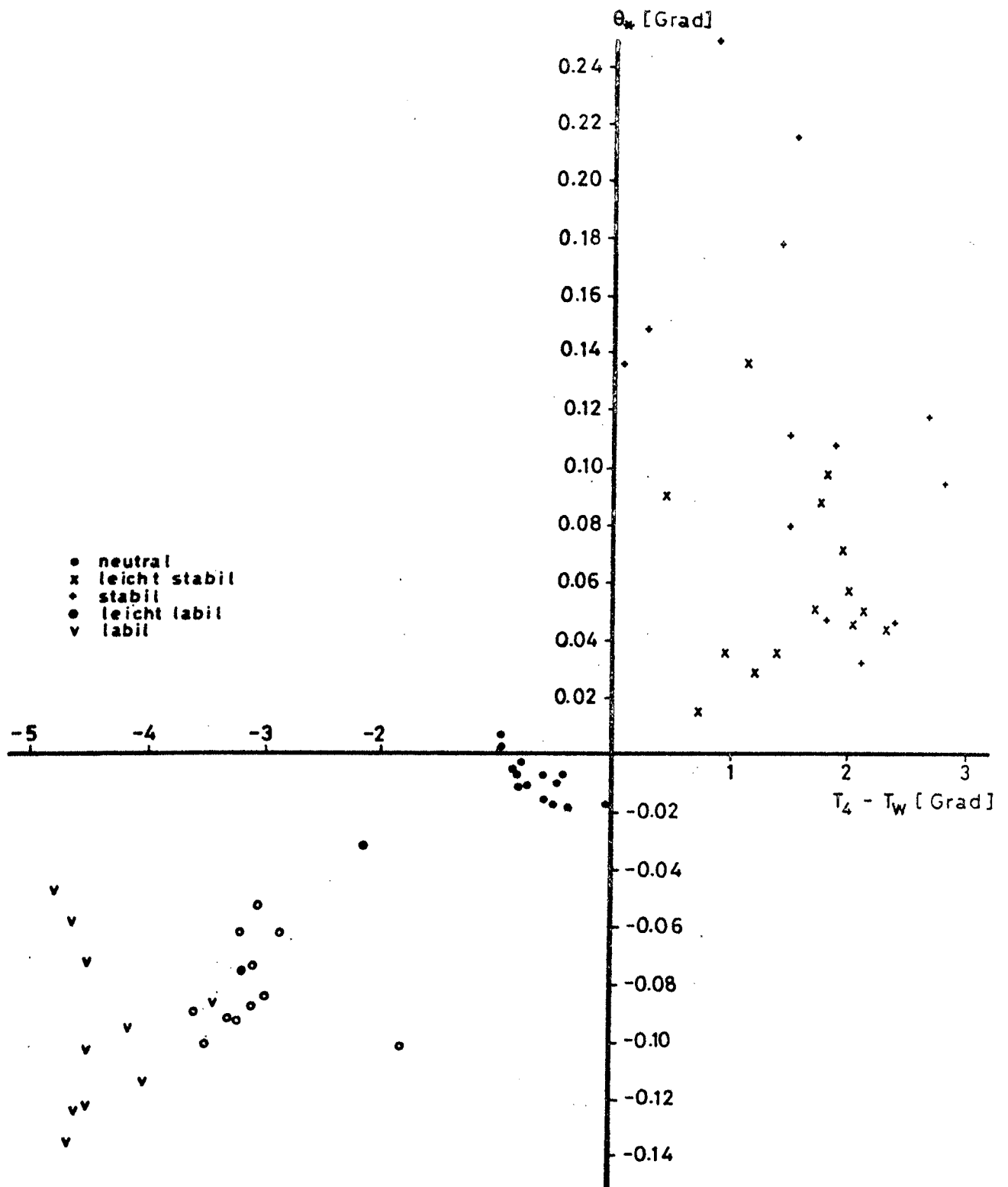


Abb. 15: Temperaturmaß θ_* in Abhängigkeit von der Temperaturdifferenz $T_4 - T_w$ für verschiedene Dichteschichtungen

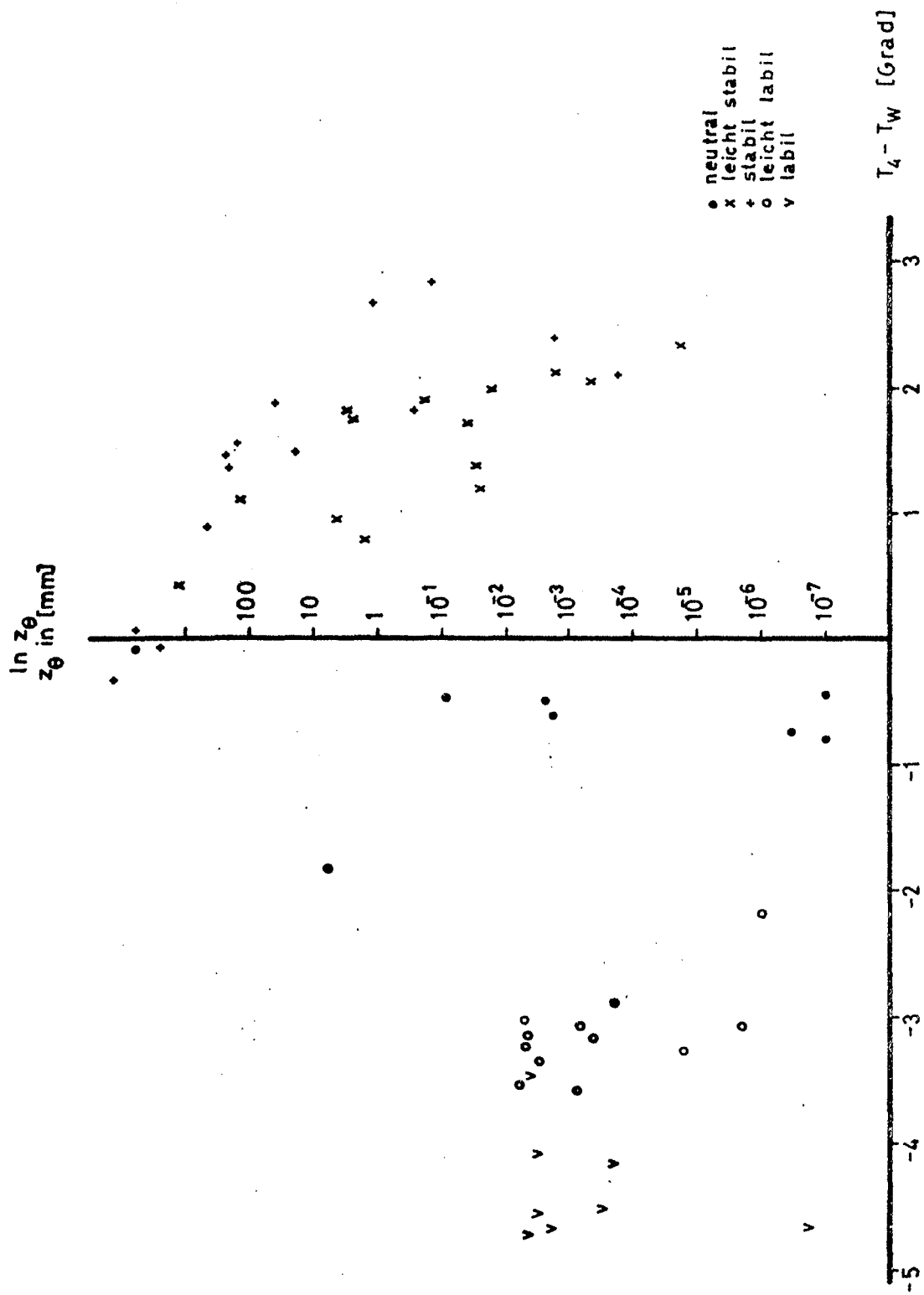


Abb. 16: $\ln z_0$ in Abhängigkeit von der Temperaturdifferenz $T_4 - T_w$ für verschiedene Dichteschichtungen

neutralen Fällen ist diese wesentlich stärker. Das liegt an der Schwierigkeit, die im neutralen Fall sehr steilen Temperaturprofile richtig zu extrapolieren. Einige Ergebnisse konnten aus diesem Bereich deshalb gar nicht mit in die Darstellung übernommen werden.

Der Mittelwert von z_0 liegt im stabilen Schichtungsgebiet bei ungefähr 10^{-3} mm. Hingegen ist er für den neutralen Bereich unsicher, hat hier aber wohl ein Maximum, und liegt im stabilen Bereich mit großer Streuweite und abnehmend zu höherer Stabilität bei $z_0 = 10^{-1}$ mm bis $z_0 = 1$ mm. Die Größenordnung dieser Mittelwerte stimmt mit MENGELKAMP (1978) überein.

Die Darstellung von c_H , dem Transportkoeffizienten der sensiblen Energie (Abb. 17) in Abhängigkeit von der Temperaturdifferenz Luft - Wasser, zeigt große Ähnlichkeit mit der Abb. 16. Dies ist nach Formel (17) verständlich, da der Einfluß von z_0 sehr entscheidend in die Berechnung von c_H eingeht.

Die Werte liegen im labilen Bereich ungefähr bei $c_H \times 10^3 = 1$ mit einer Streubreite von 0.5, nehmen im leicht stabilen Bereich maximale Werte von 15 und 17 bei großer Streuung an und fallen dann wieder auf einen Wert von ungefähr $c_H \times 10^3 = 1.5$ mit einer Streubreite von 1. Dies stimmt überein mit MENGELKAMP (1978), der für den labilen Bereich Werte von $c_H \times 10^3 = 1.15$ und für den stabilen Bereich von $c_H \times 10^3 = 1.30$ angibt.

POND, PHELPS, PAQUIN, MCBEAN und STEWART (1971) erhalten Werte für $c_H \times 10^3$ von 0.9 bis 14.

HASSE (1968) findet für $c_H \times 10^3 = 1$ und auch andere Autoren bestätigen diese Ergebnisse.

Die Stabilitätsfunktion der Temperatur ϕ_H ist in Abb. 18 als Funktion des Stabilitätsparameters z/L aufgetragen. Die zusammenfassende Darstellung, die YAGLOM (1976) gibt, stimmt mit dieser Abbildung nur im Mittel überein. Jedoch handelt es sich bei den dort gezeichneten Kurven von ϕ_H mit Sicherheit ebenfalls um mittlere Kurven, bei denen die

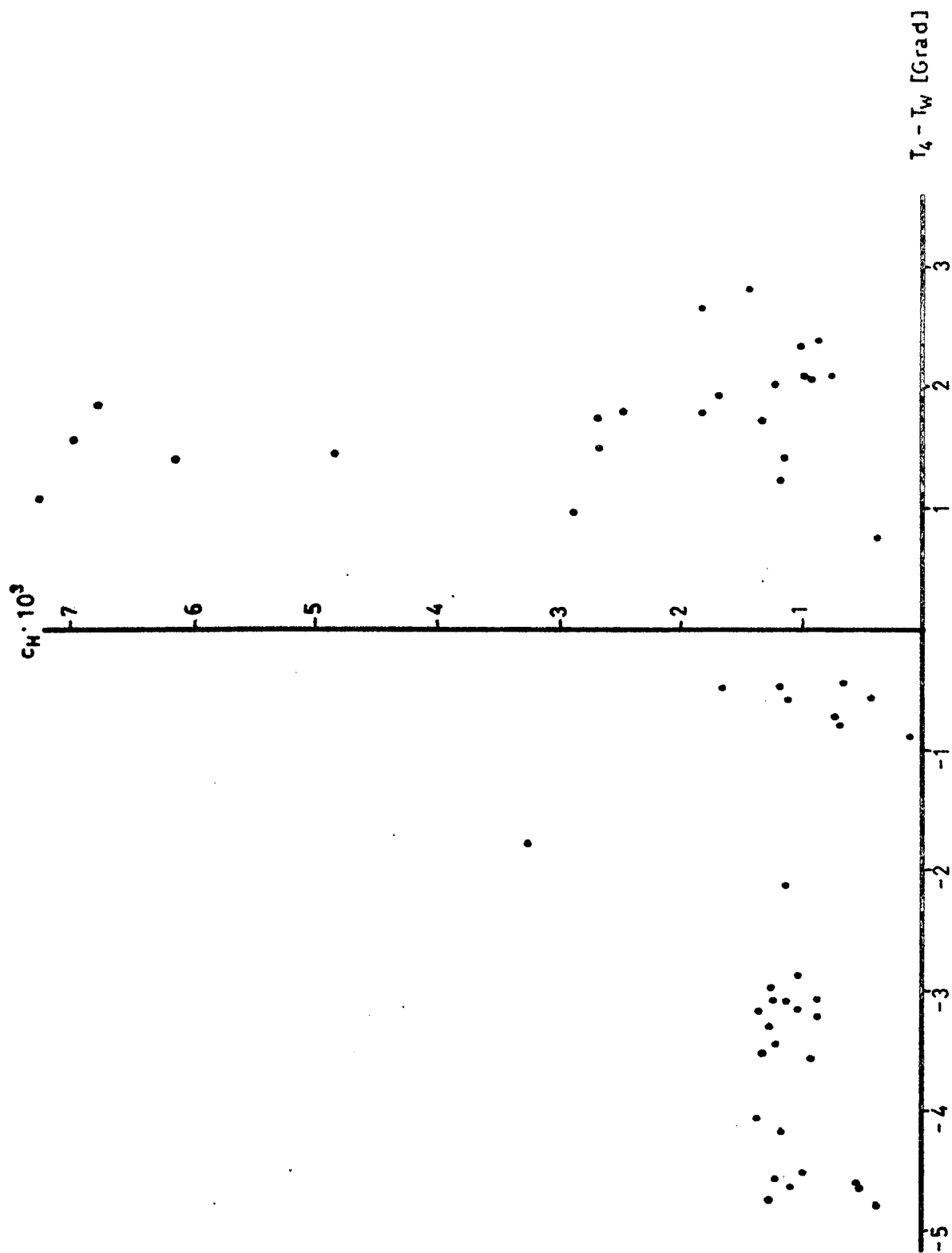


Abb. 17: Transportkoeffizient der sensiblen Energie, c_H ,
in Abhängigkeit von der Temperaturdifferenz $T_4 - T_w$

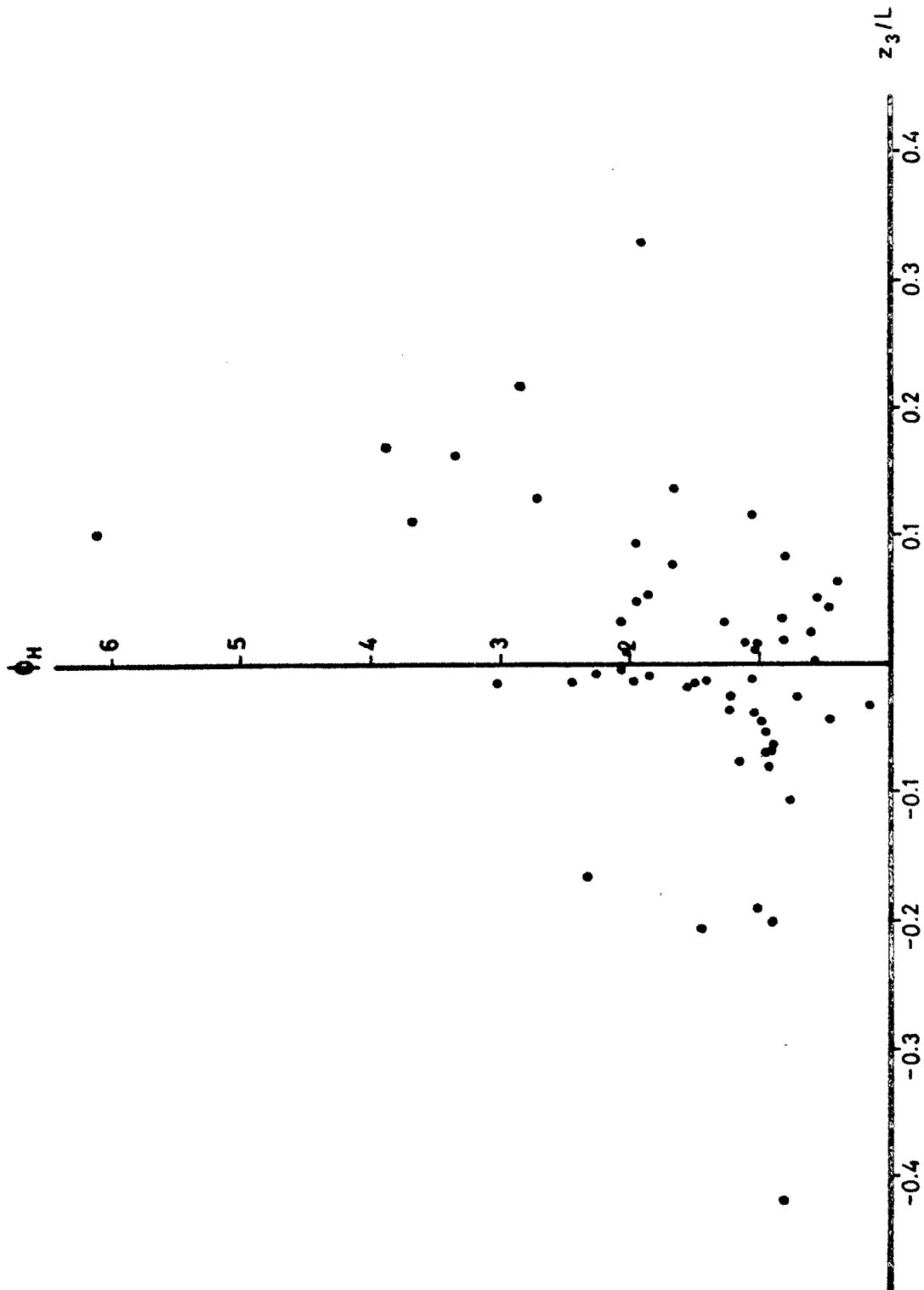


Abb. 18: Stabilitätsfunktion der Temperatur, Φ_H , in Abhängigkeit von dem Stabilitätsparameter z/L

Streuung nicht angegeben wird. Ein Bild mit wahren Meßwerten wird bei DOBESCH (1973) präsentiert. Hier findet sich die gleiche starke Streuung in den ϕ_H -Daten, und nur im Mittel werden die Ergebnisse anderer Autoren verifiziert.

MENGELKAMP (1978) hat diese Schwierigkeit umgangen und die Profile mit verschiedenen Kriterien soweit beschnitten, daß das bekannte Ergebnis erzielt wurde. Er konnte allerdings auch nur 17,2 % aller Daten dazu verwenden.

d) Ergebnisse aus den Feuchteprofilmessungen

Die Feuchteparameterdarstellungen sind mit dem Mangel behaftet, daß sie, wie schon vorstehend erwähnt, direkt aus den Profilen errechnet wurden und als mittlere Größen der Stabilitäts- und Windklassen präsentiert werden. Einmal wird die Standardabweichung der Größen hierdurch recht erheblich und zum zweiten auch dadurch, daß keine Einteilung nach alleinigen Feuchteklassen getroffen werden konnte.

Es sollen im folgenden die mittleren Feuchteparameter q_* , z_E , c_E und die Stabilitätsfunktion ϕ_E abgebildet und diskutiert werden.

Die beiden ersten Darstellungen in diesem Kapitel (Abb. 19 und Abb. 20) zeigen das Feuchtemaß q_* , aufgetragen gegen die Feuchtedifferenz zwischen 4tem Niveau und Wasser. Verglichen mit dem Ergebnis von MENGELKAMP (1978), der einen parabelförmigen Anstieg von q_* findet, scheint die Struktur in der Abb. 19 besser durch eine Gerade erfaßt werden zu können. Die Streuung ist aber nicht unerheblich, worauf im folgenden noch einmal Bezug genommen wird.

Da in dieser Arbeit eine Mittelung über den gesamten Meßzeitraum vorliegt, treten keine höheren Differenzen der spezifischen Feuchte als -8 g/kg auf. Bis zu diesem Wert ließe sich auch bei MENGELKAMP eine Ausgleichsgerade in die Darstellung legen.

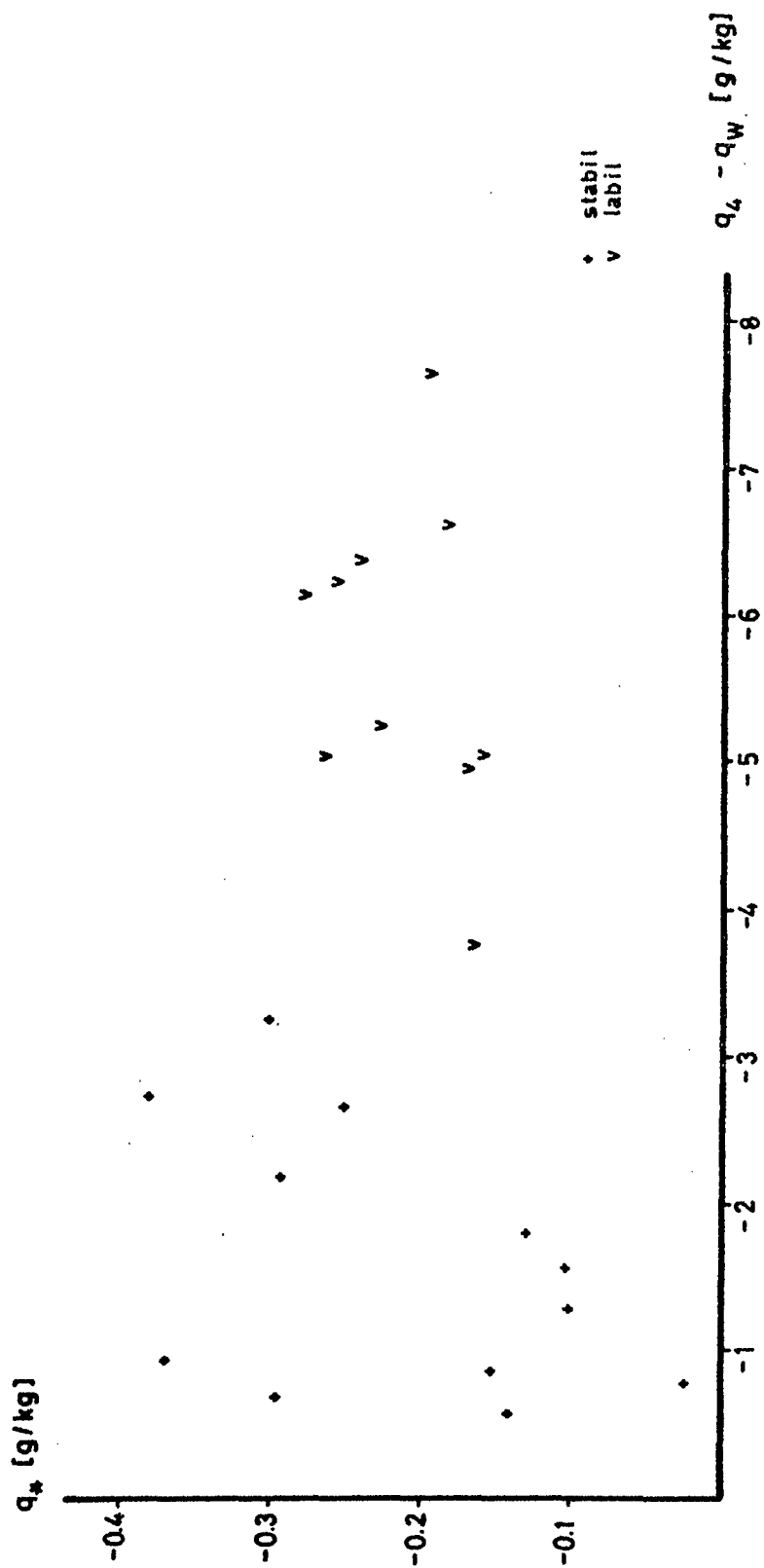


Abb. 20: Feuchtemaß q_* in Abhängigkeit von der Feuchtedifferenz $q_4 - q_W$ für stabile und labile Dichteschichtung

Eine Streuung der Ergebnisse wie in Abb. 19 gibt es in der Arbeit von MENGELKAMP insofern nicht, als er die Daten bereits kontinuierlich zwischen je zwei Feuchtedifferenzwerten gemittelt hat (zwischen 0 g/kg und 1 g/kg sowie zwischen 1 g/kg und 2 g/kg etc.).

Als weiterer Unterschied fällt außerdem auf, daß in der vorliegenden Arbeit die mittlere Steigung des Feuchteprofils von der Stabilität abhängt und diese durch eine bestimmte Feuchtedifferenz repräsentiert zu sein scheint.

Die Abbildungen 21 und 22 beinhalten die Abhängigkeit von $\ln z_E$ von der Feuchtedifferenz $q_4 - q_w$. Gefunden wird hier ein ähnlicher Abfall von z_E mit zunehmender Feuchtedifferenz wie bei MENGELKAMP. Der Gesamtmittelwert liegt allerdings bei ungefähr 10 mm, während er in seiner Arbeit bei 1 mm bis 5 mm lag. Jedoch lassen sich in der vorliegenden Arbeit aus oben erwähnten Gründen mittlere Höhen z_E für die Stabilitätsklassen angeben: für neutrale Schichtung ungefähr 40 mm, für stabile Schichtung ungefähr 40 cm und für labile Schichtung ungefähr 2 - 3 mm.

Es fällt weiterhin auf, daß die Werte von z_E der verschiedenen Stabilitätsklassen eine Windabhängigkeit zeigen. In Abb. 23 wird dies für die leicht stabilen bzw. labilen Klassen dargestellt. Besonders in den labilen Fällen kann man einen starken Anstieg von z_E zwischen 5 m/s und 11 m/s feststellen und anschließend einen Abfall. Dieses Verhalten läßt sich ebenfalls, wenn auch sehr viel weniger ausgeprägt, bei den stabilen Fällen erkennen.

Einen Anstieg mit dem Wind scheint auch der Transportkoeffizient der latenten Energie, c_E , zu zeigen. Dies läßt sich aus den Daten erkennen und wird auch von HOEBER (1968) und MENGELKAMP (1978) erwähnt.

In Abb. 24 ist der Transportkoeffizient c_E gegen die Feuchtedifferenz $q_4 - q_w$ aufgetragen.

Der Abfall von hohen Werten ($c_E \times 10^3 > 20$) mit größeren Streubreiten bei geringen Feuchtedifferenzen zu einem mittleren, vermutlich konstanten Wert von ca. $c_E \times 10^3 = 1.5$

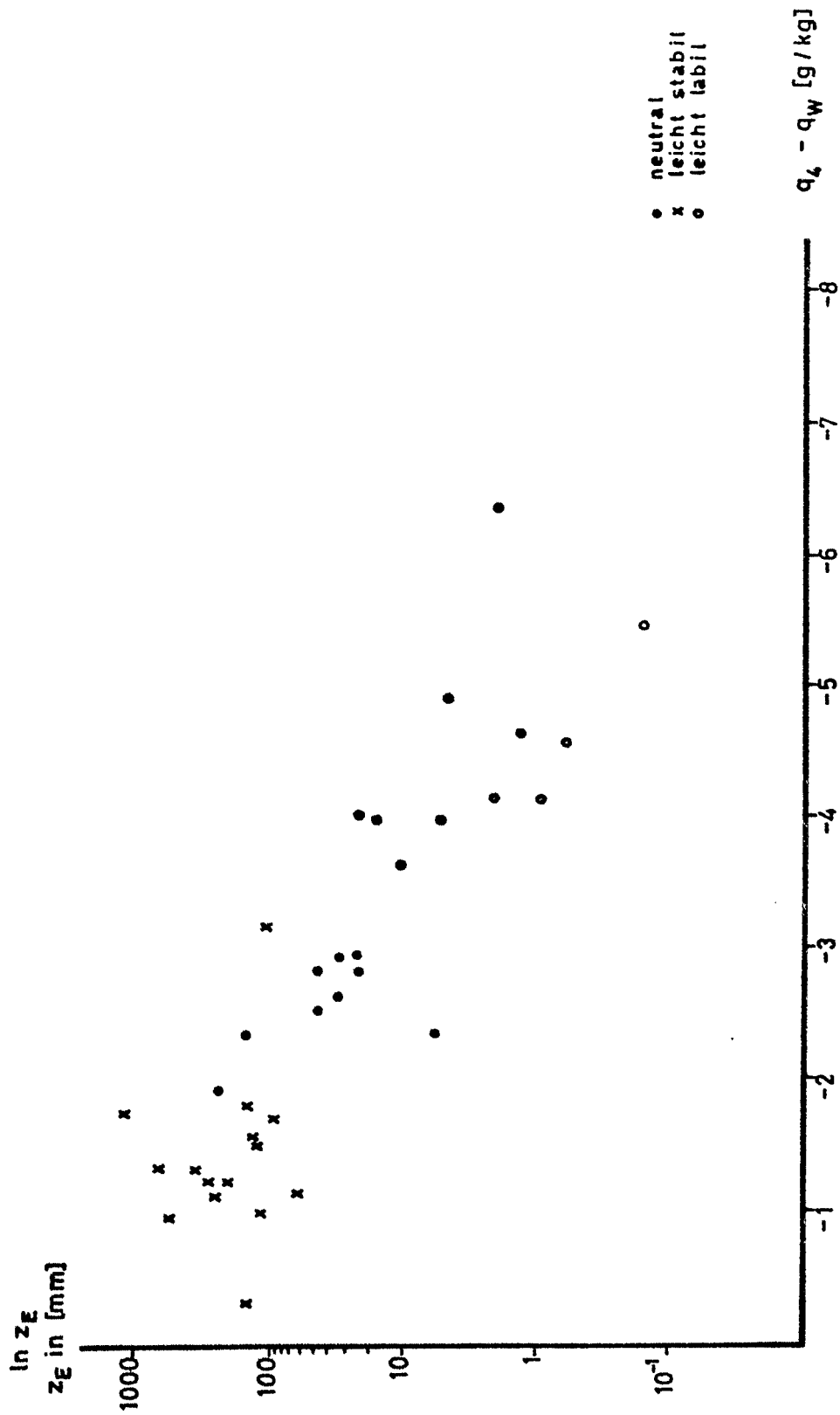


Abb. 21: $\ln z_E$ in Abhängigkeit von der Feuchtedifferenz $q_4 - q_w$
für neutrale, leicht stabile und leicht labile
Dichteschichtung

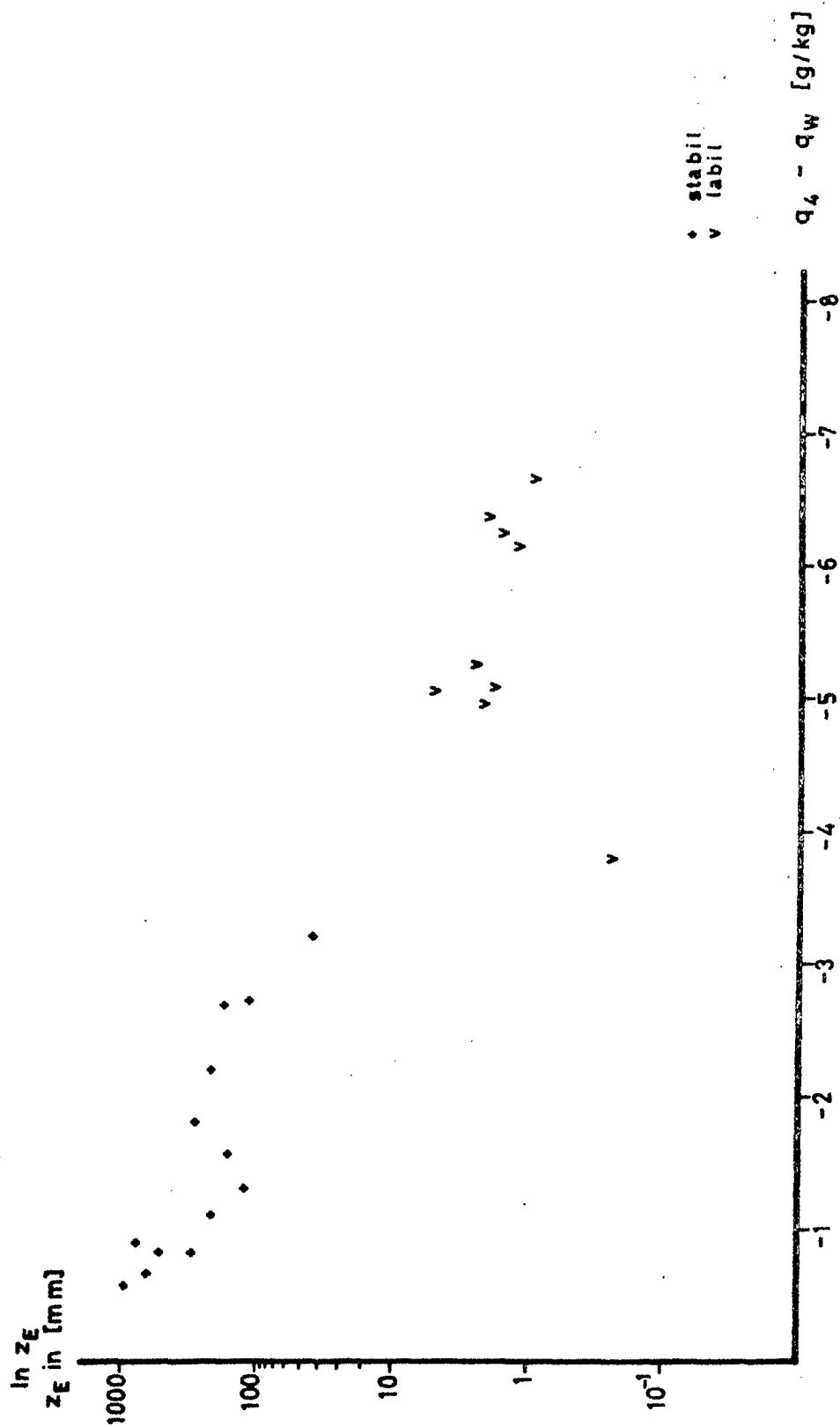


Abb. 22: $\ln z_E$ in Abhängigkeit von der Feuchtedifferenz $q_4 - q_w$
für stabile und labile Dichteschichtung

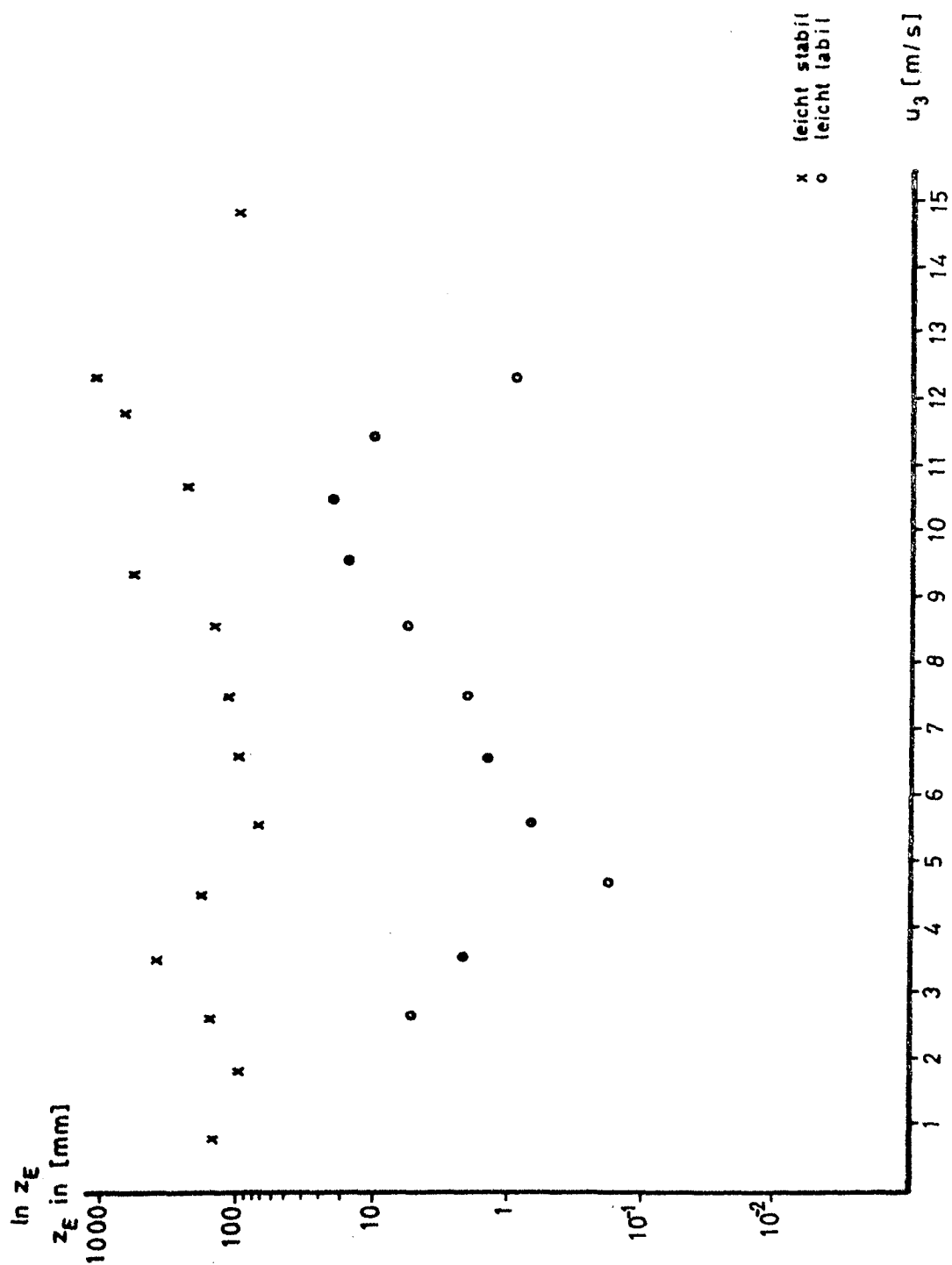


Abb. 23: $\ln z_E$ in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit
in Niveau 3 für leicht stabile und leicht labile
Dichteschichtung

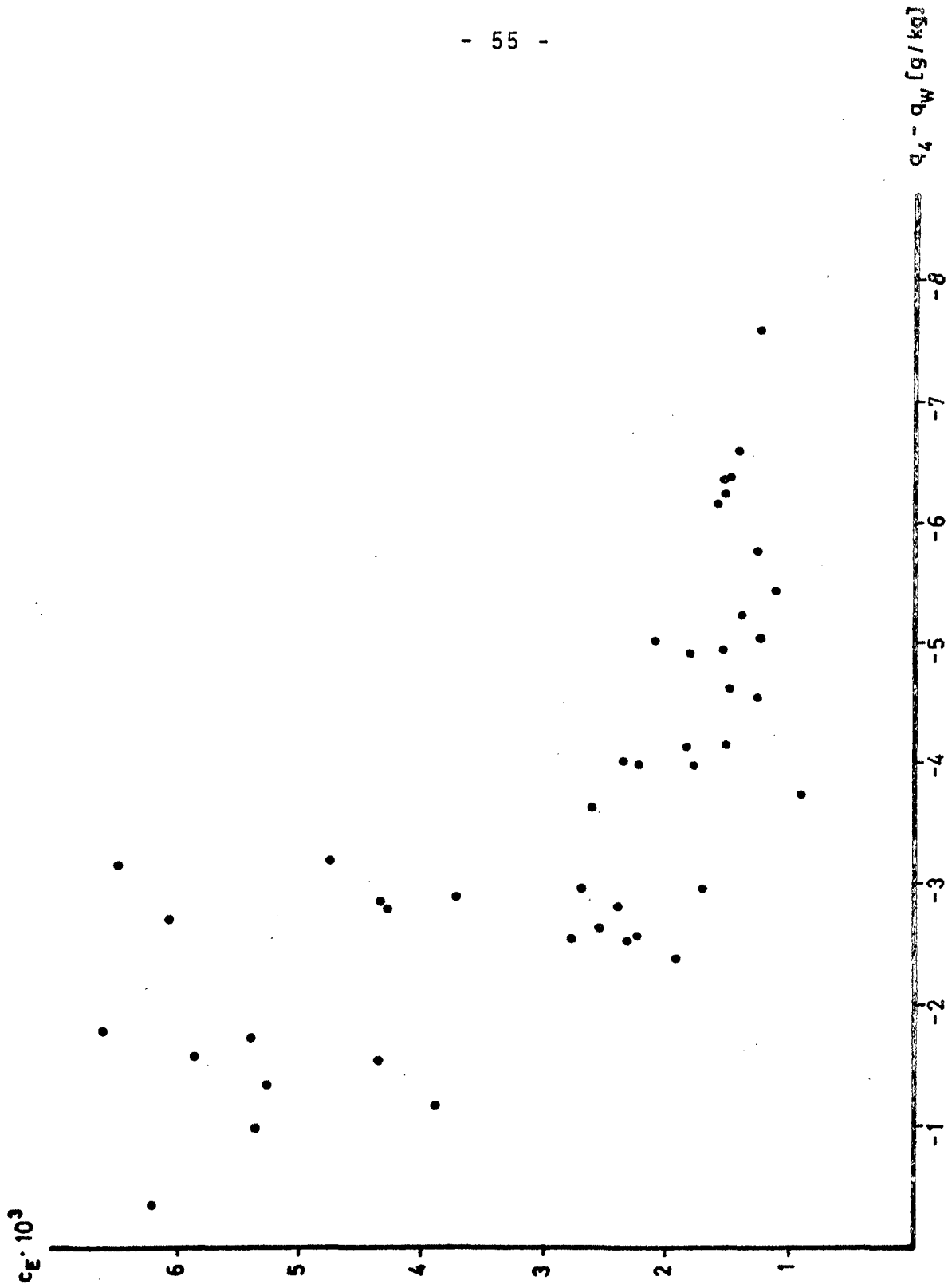


Abb. 24: Transportkoeffizient der latenten Energie, c_E , in
Abhängigkeit von der Feuchtedifferenz $q_4 - q_W$

ist deutlich. Es ist also keine hohe Feuchtedifferenz für starken Transport verantwortlich, sondern, wie schon erwähnt, der Wind. Für die Berechnung des Feuchteflusses nach der Bulk-Formel (15) muß dieses berücksichtigt werden. Auch andere Autoren geben Werte für c_E in dieser Größenordnung an.

Man findet Werte von $c_E \times 10^3 = 1$ bei HASSE (1968) und KITAYGORODSKIY et al. (1973) über $c_E \times 10^3 = 1.36$ bei KRUSPE (1977) bis $c_E \times 10^3 = 1.5$ bei BUSINGER (1975).

Als letzte Abbildung, die Feuchteparameter betreffend, folgt eine Darstellung der Stabilitätsfunktion der Feuchte, ϕ_E , aufgetragen gegen z/L (Abb. 25).

Hier erkennt man den durch andere Autoren gefundenen Verlauf der Funktion nicht mehr.

Die Standardabweichungen in den einzelnen Punkten der Darstellung sind allerdings auch so in beiden Richtungen beschaffen, daß den bisherigen Ergebnissen nicht widersprochen wird. Der mittlere Verlauf in dieser Darstellung würde angenähert der geforderten Form entsprechen, wobei allerdings die gemittelten Werte jeweils zu hoch lägen. Es wurde deshalb auf Grund der erheblichen Streuung nicht gewagt, einen mittleren Kurvenverlauf in das Bild aufzunehmen.

e) 1) Ergebnisse hinsichtlich der Turbulenzflüsse

In diesem Kapitel sollen zum Abschluß die Darstellungen der vertikalen Flüsse folgen, die mit den nun vorliegenden Ergebnissen bestimmbar sind. Es wurden hierzu die Formeln (13), (14) und (15) verwendet.

Die erste Darstellung (Abb. 26) präsentiert den Impulsfluß in Abhängigkeit von u_4^2 .

Nach Formel (2) war zu erwarten, daß hier eine der Darstellung u_* gegen u_4 (Abb. 7) äquivalente Darstellung entsteht. Dies ist auch der Fall. Der Impulsfluß steigt linear, entsprechend dem zu Abb. 7 Gesagten, mit dem Quadrat der Windgeschwindigkeit an.

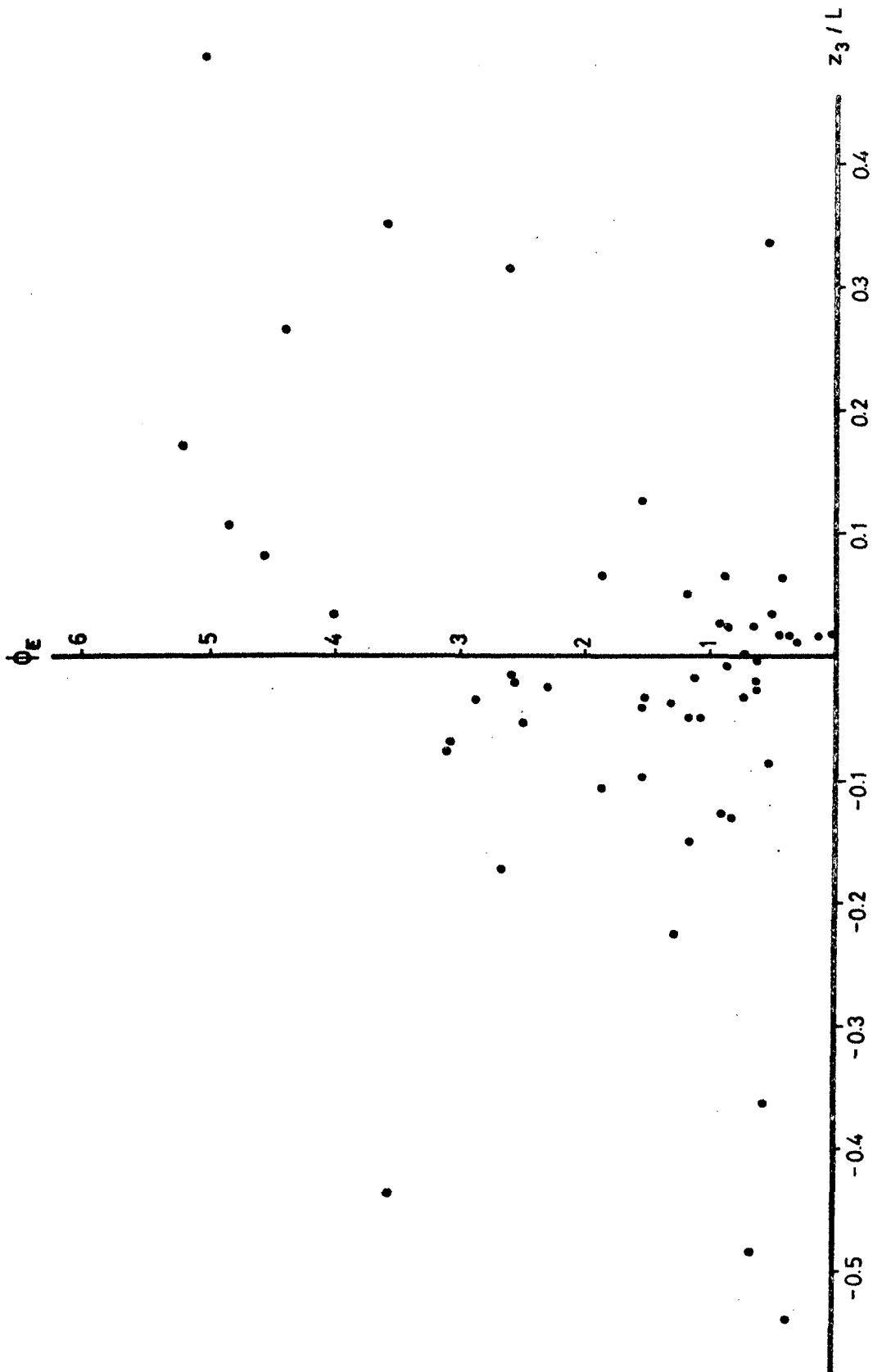


Abb. 25: Stabilitätsfunktion der Feuchte, ϕ_E , in Abhängigkeit
von dem Stabilitätsparameter z/L

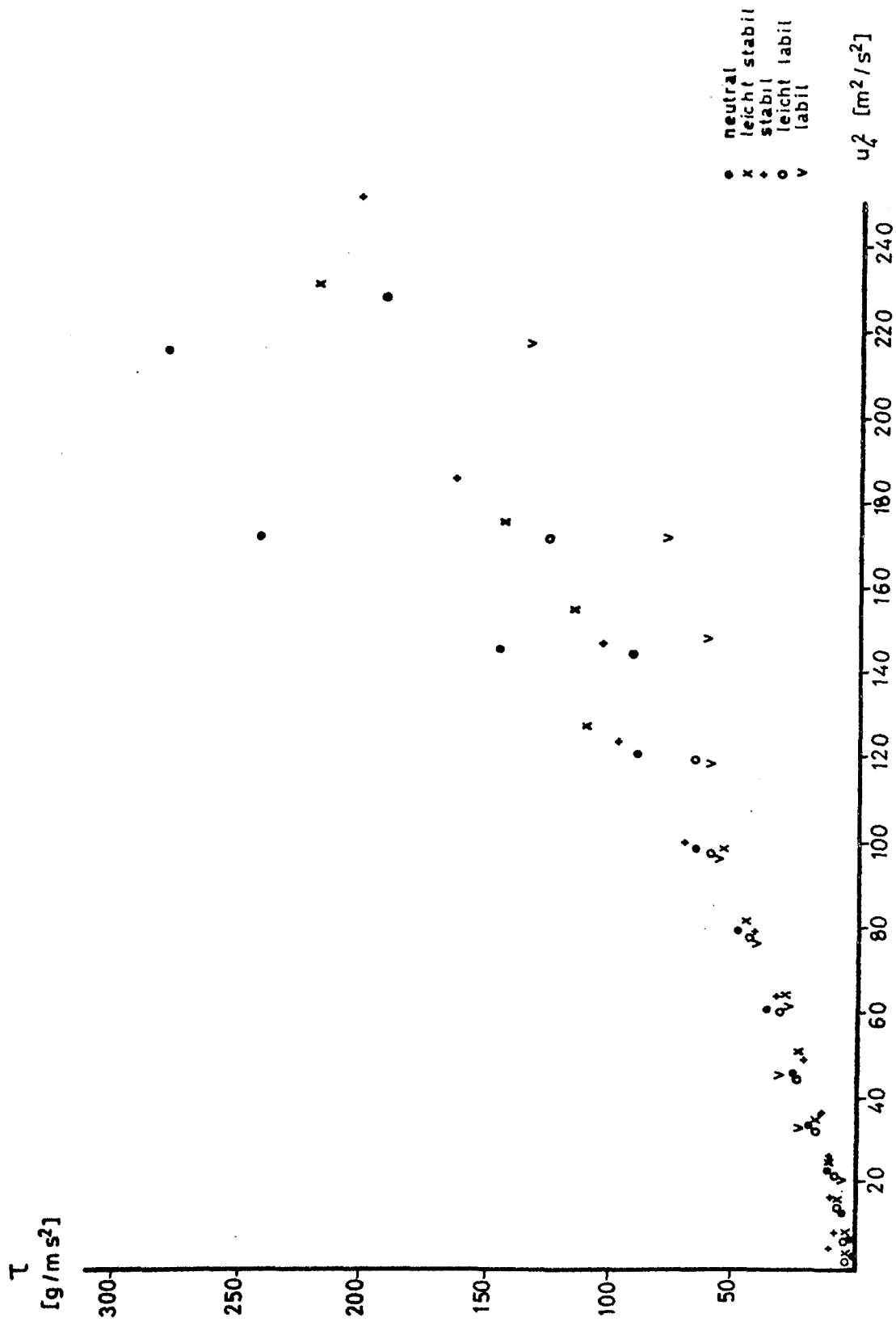


Abb. 26: Impulsfluß τ in Abhängigkeit vom Quadrat der Windgeschwindigkeit in Niveau 4

In Abb. 27 ist der Wärmefluß gegen das Produkt der Windgeschwindigkeit u_4 und der Temperaturdifferenz $T_4 - T_w$ aufgetragen. Das Ergebnis steht in sehr guter Übereinstimmung mit gleichen Abbildungen von HASSE (1968) und CLAUSS und VAN RADEN (1973). Der bei beiden auftretende Restwärmefluß ($H > 0$ bei $u_{10} \cdot \Delta T = 0$) ist allerdings in dieser Darstellung nicht zu erkennen. Für den Geschwindigkeitsbereich $u_4 \leq 7$ m/s liegen die Ergebnisse auf einer Geraden durch den Nullpunkt und weisen nur geringe Streuung auf. Erst bei größeren Windgeschwindigkeiten wird die Streuung um diese Gerade größer, und besonders im stabilen Bereich weichen die Punkte weit von ihr zu hohen negativen Werten hin ab.

Da der Transportkoeffizient c_H die Steigung in dieser Abbildung darstellt, mußte dieses Verhalten nach Kenntnis der Abb. 17 erwartet werden. Der Transportkoeffizient ist bis auf den leicht stabilen Bereich recht konstant und hat Abweichungen hiervon hauptsächlich bei höheren Windgeschwindigkeiten.

Dieses Ergebnis insgesamt scheint eine gute Erweiterung der bisherigen Darstellungen zu sein, da es einen sehr viel größeren $u \cdot \Delta T$ - Bereich, besonders auf der labilen Seite, erfaßt.

Der latente Wärmefluß, der in Abb. 28 in Abhängigkeit von dem Produkt aus Windgeschwindigkeit im 3ten Niveau und der Feuchtedifferenz $q_4 - q_w$ dargestellt ist, hat erheblich höhere Werte als der sensible Wärmefluß und ist außerdem, wie zu erwarten, nur positiv. Auch HOEBER (1968) weist darauf hin, daß der sensible Wärmestrom nur etwa 5 % bis 10 % des Wertes des latenten Wärmestroms erreicht. HOEBER stellt allerdings auch fest, daß die sensible Wärme der Atmosphäre unmittelbar, zum Teil schon innerhalb der Reibungsschicht, zur Verfügung steht, während die latente Wärme erst nach der Kondensation des Wasserdampfes frei wird.

Eine Vergleichsdarstellung zu Abb. 28 findet man bei KRUSPE (1977). Wiederum stimmen beide Abbildungen gut überein.

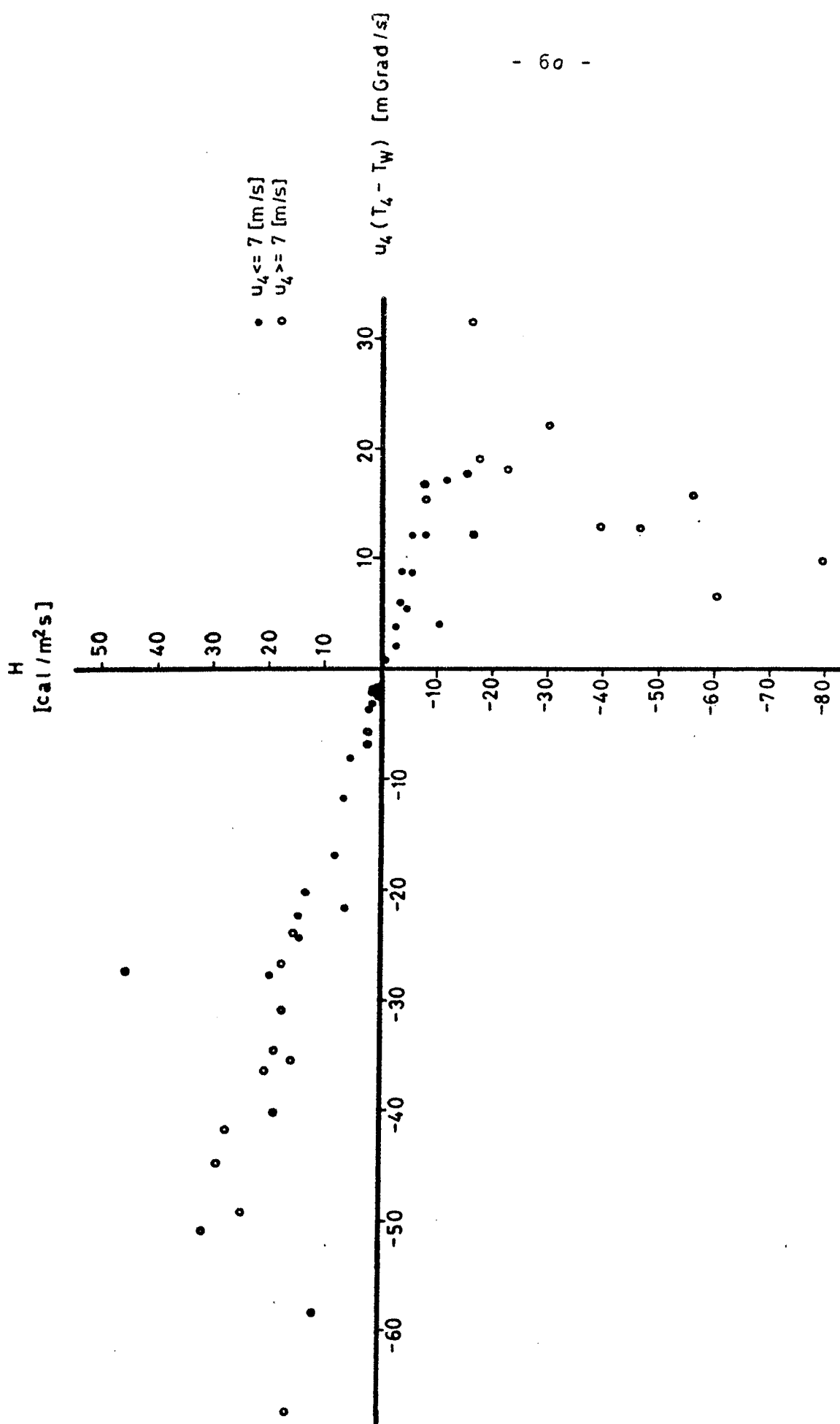


Abb. 27: Sensibler Wärmefluß H in Abhängigkeit von dem Produkt aus Windgeschwindigkeit in Niveau 4 und Temperatur-differenz $T_4 - T_w$

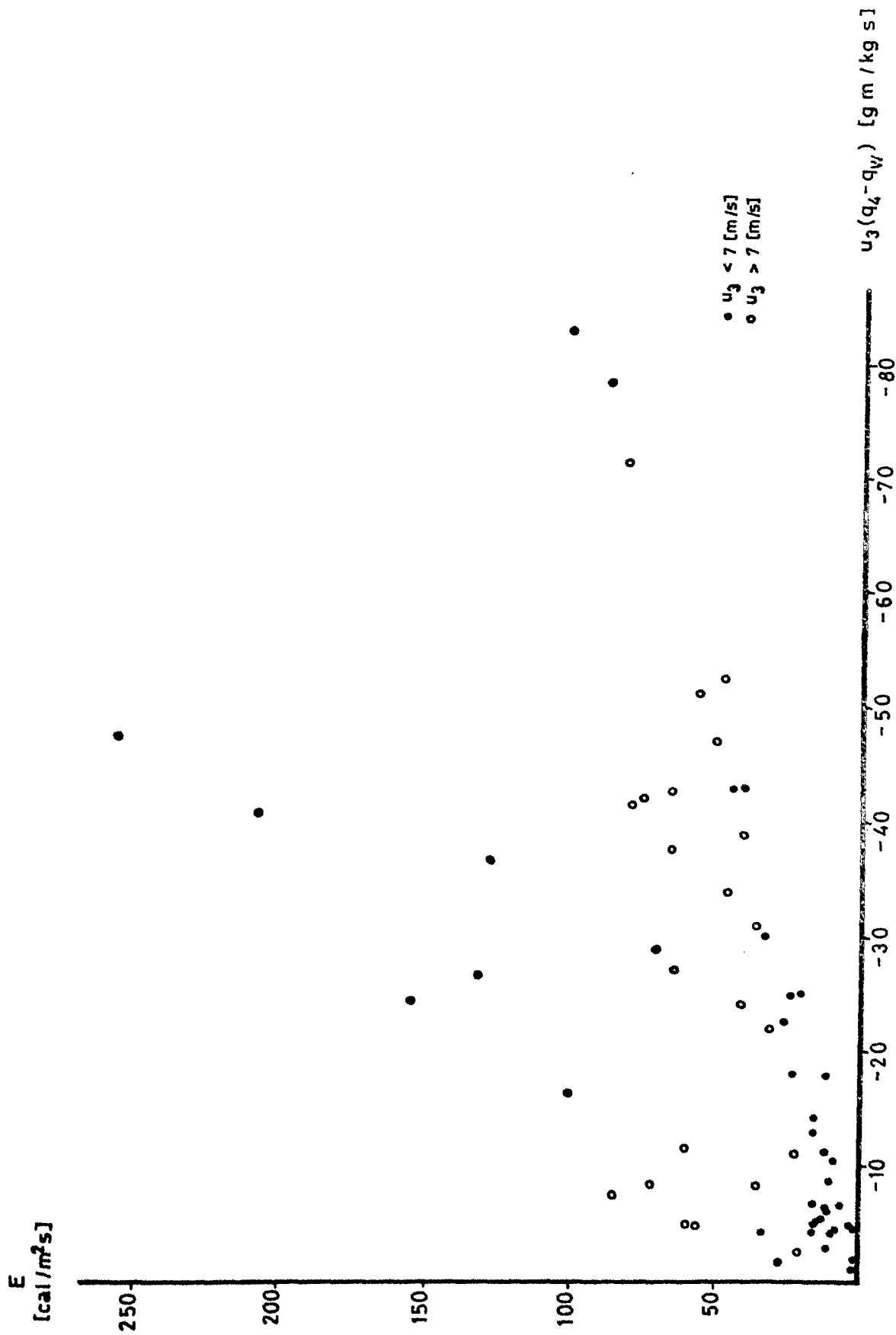


Abb. 28: Latenter Wärmefluß E in Abhängigkeit von dem Produkt aus Windgeschwindigkeit in Niveau 3 und Feuchte-
differenz $q_4 - q_w$

Lediglich der bei KRUSPE auftauchende negative Restwärmefluß findet sich nicht in Abb. 28.

Außerdem ist sehr auffällig, daß die Werte des Flusses bei Windstärken < 7 m/s gut auf einer Geraden durch den Nullpunkt liegen und nicht besonders hoch sind. Mit zunehmendem Wind steigen die Werte jedoch an und weichen auch hier von der Geraden immer weiter ab.

Besonders hohe Ergebnisse werden erzielt für neutrale und stabile Schichtung bei Windstärken > 11 m/s. Diese Werte liegen alle über $100 \text{ cal m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und erreichen sogar ungefähr $250 \text{ cal m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Der Wind ist also, wie schon mehrfach erwähnt, ein sehr entscheidender Faktor für den Wärmetransport, insbesondere für den latenten.

- e) ii) Beispiele zur Berechnung der Turbulenzflüsse zu zwei ausgewählten Wettersituationen mit den in der Arbeit gewonnenen Daten und Vergleichsdaten

Es werden zur Berechnung der Vergleichswerte folgende Transportkoeffizienten aus der Literatur entnommen:

$$\begin{aligned} c_D &= 1.28 \cdot 10^{-3} \text{ (DOBESCH, 1973)} \\ c_H &= 1.2 \cdot 10^{-3} \text{ (gemittelte Werte von HASSE, MENDELKAMP u.a.)} \\ c_E &= 1.25 \cdot 10^{-3} \text{ (gemittelte Werte von HASSE, BUSINGER, KRUSPE u.a.)} \end{aligned}$$

Alle diese Autoren gehen von konstanten Transportkoeffizienten aus.

1. BEISPIEL - 9. September 1977, 19.52 h

Nach Durchzug eines Tiefs liegt die Station im Einfluß polarer Kaltluft von ca. 11°C bei relativ hoher Wassertemperatur von ca. 16°C .

PSY 4		PSY 1		u_3	T_w
T	F	T	F		
11.70°C	9.16°C	12.23°C	10.56°C	10.00 m/s	16.10°C

Hiermit ergibt sich:

$$\begin{aligned} q_4 &= 5.24 \cdot 10^{-3} & T_{v4} &= 11.74^{\circ}\text{C} \\ q_1 &= 6.59 \cdot 10^{-3} & T_{v1} &= 12.28^{\circ}\text{C} \\ q_w &= 11.25 \cdot 10^{-3} \end{aligned}$$

$$\Delta T = - 4.40^{\circ}\text{C}$$

$$\Delta q = - 6.01 \cdot 10^{-3} \quad \text{also labile Schichtung.}$$

Aus den Abbildungen entnimmt man:

$$\begin{aligned} c_D &= 1.9 \cdot 10^{-3} & (\text{s. Abb. 11}) \\ c_H &= 1 \cdot 10^{-3} & (\text{s. Abb. 17}) \\ c_E &= 1.6 \cdot 10^{-3} & (\text{s. Abb. 24}) \\ u_* &= 0.43 \text{ m/s} & (\text{s. Abb. 7}) \\ \theta_* &= -0.09 \text{ Grad} & (\text{s. Abb. 15}) \end{aligned}$$

Damit erhält man für die Turbulenzflüsse:

	<u>A</u>	<u>B</u>
Impulsfluß I(nach Formel (13))	232.73	156.80
Impulsfluß I(nach Formel (2))	226.50	
Wärmefluß H(nach Formel (14))	23.93	28.72
Wärmefluß H(nach Formel (3))	21.05	
Feuchtefluß E(nach Formel (15))	70.34	54.94

Impulsflußangaben in g/ms^2

Wärmeflußangaben in $\text{cal/m}^2\text{s}$

Feuchteflußangaben in $\text{cal/m}^2\text{s}$

A : Errechnet mit den Ergebnissen der Arbeit

B : Errechnet mit den Transportkoeffizienten der Literatur (s.o.)

2. BEISPIEL - 6. Oktober 1977, 21.00 h

Gegen Abend überquert eine Warmfront von Süden das Gebiet der Station. Die Temperaturgegensätze vor und hinter der Front übersteigen teilweise 5°C . Es waren Gewitter mit der Front verbunden und hohe Luftfeuchtigkeit im Warmsektor des Tiefs.

PSY 4		PSY 1		u_3	T_w
T	F	T	F		
12.40°C	12.14°C	12.35°C	12.15°C	6.6 m/s	11.99°C

Hiermit ergibt sich:

$$\begin{aligned} q_4 &= 8.50 \cdot 10^{-3} & T_{v4} &= 12.46^\circ\text{C} \\ q_1 &= 8.56 \cdot 10^{-3} & T_{v1} &= 12.41^\circ\text{C} \\ q_w &= 8.61 \cdot 10^{-3} \end{aligned}$$

$$\Delta T = 0.41^\circ\text{C}$$

$$\Delta q = -0.11 \cdot 10^{-3} \quad \text{also neutrale Schichtung.}$$

Aus den Abbildungen entnimmt man:

$$\begin{aligned} c_D &= 1.9 \cdot 10^{-3} & (\text{s. Abb. 11}) \\ c_H &= 1 \cdot 10^{-3} & (\text{s. Abb. 17}) \\ c_E &= 9 \cdot 10^{-3} & (\text{s. Abb. 24}) \\ u_* &= 0.3 \text{ m/s} & (\text{s. Abb. 7}) \\ \phi_* &= 0.02 \text{ Grad} & (\text{s. Abb. 15}) \end{aligned}$$

Damit erhält man für die Turbulenzflüsse:

	A	B
Impulsfluß I (nach Formel (13))	101.39	68.30
Impulsfluß I (nach Formel (2))	110.25	
Wärmefluß H (nach Formel (14))	- 1.47	- 1.77
Wärmefluß H (nach Formel (3))	- 3.26	
Feuchtefluß E (nach Formel (15))	4.78	0.66

Impulsflußangaben in g/ms^2

Wärmeflußangaben in $\text{cal/m}^2\text{s}$

Feuchteflußangaben in $\text{cal/m}^2\text{s}$

A : Errechnet mit den Ergebnissen der Arbeit

B : Errechnet mit den Transportkoeffizienten der Literatur (s.o.)

Schon diese beiden Beispiele zeigen, daß die Berechnung der Flüsse bei Verwendung einfach zu messender Größen (Wind in einem Niveau und Temperatur in einem Niveau und an der Wasseroberfläche) eine genaue Kenntnis der Transportkoeffizienten voraussetzt. Vernachlässigt man die Abhängigkeit z.B. des Transportkoeffizienten c_D vom Wind, so erhält man schon bei mittleren Windstärken nur einen Wert von $2/3$ des Impulsflusses. Extreme Abweichungen der Wärmeflüsse erhält man in nahe neutralen Bedingungen, wo beide Transportkoeffizienten c_E und c_H ihre Maxima haben. Dies bedeutet größte Abweichung zu einem als konstant angenommenen Wert.

Die Abweichungen der Werte nach Berechnungen der Flüsse über Formel (13) oder Formel (2) bzw. über Formel (14) oder Formel (3) liegen lediglich darin, daß beim Ablesen der Werte aus den Abbildungen Ungenauigkeiten auftreten. Bei großer Dichte der Meßpunkte in den Abbildungen müßten auf beiden Wegen gleiche Flüsse zu berechnen sein.

6. SCHLUSSBETRACHTUNG

In diesem abschließenden Kapitel sollen noch einmal die Vor- und Nachteile des in dieser Arbeit beschrittenen Weges der Datenauswertung besprochen werden.

Mit Blick auf die Ergebnisse läßt sich sagen, daß der Versuch der Bildung mittlerer Profile in sinnvoller Weise gelungen ist. Die aus den Meßdaten gewonnenen 'idealisierten' Profile lassen sich gut mit einer logarithmisch-linearen Funktion nach der Theorie von MONIN und OBUKHOV (1954) ausgleichen. Man verzichtet bei einer solchen Methode allerdings auf die Kenntnis der kurzzeitigen Änderungen, denen mit Sicherheit in bestimmten Momenten entscheidende Bedeutung zukommt. Im übrigen weisen auch die sonst vorliegenden Ergebnisse anderer Autoren keine schwerwiegenden Differenzen zu diesen Berechnungen auf. Auch wenn man die gemessenen Profile nach kurzzeitigen Mittelungen (10 bis 20 min) auszugleichen versucht, wird man kurzperiodische Turbulenzen nicht erfassen, andererseits aber trotzdem von einem 'idealen' Profil noch weit entfernt sein. Die Ausgleichung, mit einer logarithmisch-linearen Funktion zumindest, wird schwer. Dieses ist in der Arbeit von MENGELKAMP (1978) deutlich geworden, der einen ungefähr gleichen Datensatz zur Verfügung hatte. Die Grenzschichtparameter wiesen starke Abweichungen von bekannten Ergebnissen auf, und er mußte enge Beschneidungskriterien auf die Profile anwenden, deren Forderung es war, daß das betrachtete Profil den bisherigen Vorstellungen eines 'idealen' Profils entsprach.

Eine große Schwierigkeit bei der Auswertung von Langzeitmessungen liegt darin, daß die Datenaufnahme nahezu vollständig automatisch verläuft und es nicht möglich ist, auftretende Instrumentenfehler während der Messung festzustellen, um diese bei der Auswertung zu berücksichtigen.

Für die Windprofile lassen sich solche fehlerhaften Einflüsse durch die hier vorgenommene Mittelung in Verbindung mit den in Kapitel 4 genannten Bedingungen nahezu ausschließen. Eine Fehlermöglichkeit liegt allerdings in der Pegelregistrie-

rung. Es wurde im Rahmen dieser Arbeit festgestellt, daß bei einer fehlerhaften Anzeige des Pegels von 2 cm bereits ein Fehler von ungefähr 15 % in den Werten von z_0 zu verzeichnen ist und bei einer Falschanzeige von ca. 6 cm auch die Werte von c_D um rund 10 % beeinflußt werden. Der Einfluß auf z_0 liegt dann schon bei ungefähr 30 %.

Da die Pegelschwankungen aber sehr gering sind und in der vorliegenden Arbeit Pegelfehler durch eine Zeitreihe festgestellt und korrigiert werden konnten, scheint dieser Fehler minimiert zu sein.

Schwieriger ist die nachträgliche Kontrolle der Temperaturmessungen, insbesondere der Feuchttemperatur und der Wassertemperatur. Aber auch hier scheinen Meßfehler durch die angewandte Mittelung aussortiert zu sein. An den hier jedoch weiter als bei den Windprofilen streuenden Ergebnissen erkennt man, daß vermutlich doch noch einige Meßfehler unerkannt geblieben sind.

Es ist also bei einem solchen Experiment eine sorgfältige Vorbereitung, in Bezug auf die Instrumente, und eine genaue Durchführung mit häufigen Kontrollen ein wesentlicher Punkt für den Erfolg.

Aus der vorliegenden Arbeit sollen abschließend noch einmal die wichtigsten Ergebnisse genannt werden:

- (1) Die nach Stabilitäts- und Windkriterien geordneten Profile können bei Anwendung der Theorie von MONIN und OBUKHOV verwendet werden, wichtige Grenzschichteigenschaften zu untersuchen.
- (2) Aus der Abbildung der Stabilitätsfunktion des Windes läßt sich erkennen, daß ein etwas anderer Wert für die VON-KARMAN Konstante als $k=0.4$ gewählt werden muß.
- (3) Ein Vergleich der hier berechneten Stabilitätsfunktionen mit entsprechenden Darstellungen in der Literatur (z.B. YAGLOM, 1977) zeigt durch die vorliegende große Streuung (Abb. 14, 18, 25, besonders bei ϕ_H und ϕ_E), daß die Funktionen sehr empfindlich von einer "idealen" Krüm-

mung der Profile abhängig sind. Diese wird bei Einzelprofilmessungen nur selten erzielt. Entweder kann dieses an eventuellen leichten Meßungenauigkeiten liegen, oder aber dieser bestimmte Zustand der vertikalen Verteilung der Größe tritt eher zufällig unter einer größeren Zahl anderer Zustände auf. Hier scheint eine genauere Untersuchung angebracht.

- (4) Der Transportkoeffizient c_D zeigt eine starke Abhängigkeit vom Wind. Diese ist besonders ausgeprägt bei neutralen und nahe neutralen Verhältnissen und Windstärken $> 10 \text{ m/s}$.
- (5) Die Transportkoeffizienten der sensiblen Energie c_H und der latenten Energie c_E zeigen in nahe neutralen und neutralen Verhältnissen eine große Abhängigkeit vom Wind und sind sonst jedoch konstant.
- (6) Als am schwierigsten erwies sich die Berechnung der Grenzschichtparameter der Feuchte. Die Beurteilung der Profilmessungen ist dabei problematisch und trotz eventueller Meßfehler mit in die Berechnungen einbezogene Profile können nicht ausgeschlossen werden.
- (7) Mit den momentanen Ergebnissen ist es nicht möglich, punktförmig genaue Flußberechnungen aus einfachen Messungen des Windes und der Temperaturdifferenzen zwischen einem Niveau und der Wasseroberfläche zu erstellen. Nur im großräumigen Mittel kann die Abschätzung eventuell genau genug gelingen. Es werden noch eingehende Untersuchungen zu den Transportkoeffizienten notwendig sein.

LITERATURVERZEICHNIS

- ALOYSIUS, K. Lo., 1978: A Method for Determining Flux Parameters in the Absence of a Temperature Profile, Bound. Lay. Met. 15, 195-204
- BEHREND, J., 1976: Der Zusammenhang zwischen wahrem und geostrophischem Wind über der Ostsee während "Baltic '75", Berichte aus dem Inst. f. Meereskunde, Kiel, Nr. 27
- BROCKS, K. u. L. KRÜGERMEIER, 1970: Die hydrodynamische Rauigkeit der Meeresoberfläche, Berichte d. Inst. f. Radiometeorologie u. Mar. Met. a.d. Univ. Hamburg, Nr. 14
- BUSINGER, J.A., 1975: Interactions of Sea and Atmosphere, Rev. of Geophys. a. Space Phys., Vol. 13, Nr. 3, 720-726
- BUSINGER, J.A., J.C. WYNGAARD, Y. IZUMI u. E.F. BRADLEY, 1971: Flux - Profile Relationships in the Atmospheric Surface Layer, Journ. of Atm. Sc., Vol. 28, 181-189
- CHARNOCK, H., 1967: Flux - Gradient Relations near the ground in unstable conditions. Quart. J. Roy. Met. Soc., Vol. 93, Nr. 395, 97-100
- CLAUSS, E. u. H. VAN RADEN, 1973: Ergebnisse direkter Messungen von Schubspannung und vertikalem Wärmetransport in der Atmosphäre dicht über dem Meer, Kieler Meeresforschung, Bd. XXIX, Heft 1
- DEARDORFF, J.W., 1968: Dependence of Air - Sea Transfer Coefficients on Bulk Stability, J. Geophys. Res., Vol. 73, Nr. 8, 2549-2557
- DOBESCH, H., 1976: Der Rauigkeitsparameter und die Dicke der Verdrängungsschicht für Wind über verschiedenen natürlichen Unterlagen, Arch. Met. Geophys. Biokl., Serie A, 25, 125-130
- DOBESCH, H., 1973: Das Wind-, Temperatur- und Feuchteprofil über einer freien Wasseroberfläche, Arch. Met. Geophys. Biokl., Serie A, 22, 47-70
- DYER, A.J., 1974: A Review of Flux - Profile Relationships, Bound. Lay. Met. 7, 363-372

- DYER, A.J., 1967: The turbulent transport of heat and water vapor in an unstable atmosphere, Quart. J. Roy. Met. Soc., Vol. 93, 501-508
- DYER, A.J., 1965: The flux - gradient relation for turbulent heat transfer in the lower atmosphere, Quart. J. Roy. Met. Soc., Vol. 91, 151-157
- DYER, A.J. u. B.B. HICKS, 1970: Flux - gradient relationships in the constant flux layer, Quart. J. Roy. Met. Soc., Vol. 96, 715-721
- EMANUEL, C.B., 1975: Drag and Bulk Aerodynamic Coefficients over Shallow Water, Bound. Lay. Met. 8, 465-474
- FIEDLER, L. u. H.A. PANOFISKY, 1972: The Geostrophic Drag Coefficient an the 'Effective' Roughness Length, Quart. J. Roy. Met. Soc., Vol. 98, 213-221
- FISSEL, D.B., S. POND u. M. MIYAKE, 1977: Computation of Surface Fluxes from Climatological and Synoptic Data, Month. Weather Rev., Vol. 105, 26-36
- FLEAGLE, R.G., J.W. DEARDORFF u. F.I. BADGLEY, 1958: Vertical Distribution of Windspeed, Temperature and Humidity above a Water Surface, J. Mar. Res., Vol. 17, 141-157
- FRIEHE, C.A. u. K.F. SCHMITT, 1976: Parameterization of Air - Sea Interface Fluxes of Sensible Heat und Moisture by the Aerodynamic Formulas, J. Phys. Oceano., Vol. 6, 801-809
- GURVICH, A.S., 1965: Vertical Temperature and Wind Velocity Profiles in the Atmospheric Surface Layer, Atm. and Ocean. Phys., Vol. 1, Nr. 1, 55-65
- HALTINER, G.J. u. F.L. MARTIN, 1957: Dynamical and Physical Meteorology, McGraw-Hill, New York
- HASSE, L., 1968: Zur Bestimmung der vertikalen Transporte von Impuls und fühlbarer Wärme in der wassernahen Luftschicht über See, Hamburger Geophys. Einzelschr. Nr. 11
- HASSE, L. u. M. DUNCKEL, 1974: Direct Determination of Geostrophic Drag Coefficients at Sea, Bound. Lay. Met. 7, 323-329
- HAUGEN, D.A. - Editor - , 1973: Workshop on Micrometeorology, American Meteorological Society, Kap. 1, 2, 3

- HICKS, B.B., 1975: A Procedure for the Formulation of Bulk Transfer Coefficients over Water, Bound. Lay. Met. 8, 515-524
- HOEBER, H., 1968: Wind-, Temperatur- und Feuchteprofile in der wassernahen Luftschicht über dem äquatorialen Atlantik, 'Meteor' Forsch. Ergeb. Reihe B, Nr. 3, 1-26
- HÖGSTRÖM, U., 1974: A field study of the turbulent fluxes of heat, water vapor and momentum at a 'typical' agricultural site, Quart. J. Roy. Met. Soc., Vol. 100, 624-639
- KITAYGORODSKIY, S.A., 1970: The Physics of Air-Sea Interaction, Israel Program of Scientific Translation, 237 pp
- KITAYGORODSKIY, S.A., O.A. KUZNETSOV u. G.N. PANIN, 1973: Coefficients of Drag, Sensible Heat and Evaporation in the Atmosphere over the Surface of the Sea, Atm. and Ocean. Phys., Vol. 9, Nr. 11, 644-647
- KNIGHT, P., 1977: Turbulent Flow over a Wavy Boundary, Bound. Lay. Met. 11, 205
- KRAUS, E.B., 1972: Atmosphere - Ocean Interaction, Oxford Monographs of Meteorology
- KREYSZIG, E., 1975: Statistische Methoden und ihre Anwendungen, Vandenhoeck u. Ruprecht
- KROGERMEIER, L., 1975: Vertikale Transporte von Impuls, sensibler und latenter Wärme aus Profilmessungen über dem tropischen Atlantik während APEX, Ber. Inst. f. Radiomet. u. Mar. Met. d. Univ. Hamburg, Nr. 29
- KRUSPE, G., 1977: On Moisture Flux Parameterization, Bound. Lay. Met. 11, 55-73
- LUMLEY, J.L. u. H.A. PANOFISKY, 1964: The structure of atmospheric turbulence, Interscience Publishers, New York, Kap. 3
- MACBEAN, G. u. M. MIYAKE, 1972: Turbulent Transfer Mechanisms in the Atmospheric Surface Layer, Quart. J. Roy. Met. Soc., Vol. 98, 383-399
- MCINTOSH, D.A., R.L. STREET u. E.Y. HSU, 1975: The Influence of Air - Water Interfacial Conditions on Turbulent Transfer of Latent and Sensible Heat, Geophys. Res. Letters, Vol. 2, Nr. 1, 12-14

- MCVEHIL, G.E., 1964: Wind and Temperature Profiles near the Ground in Stable Stratification. Quart. J. Roy. Met. Soc., Vol. 90, 136-146
- MENGELKAMP, H.T., 1978: Wind-, Temperatur- und Feuchteprofile über der Ostsee während des Meßprojektes "Kieler Bucht" 1976, Ber. Inst. f. Meereskunde a.d. Univ. Kiel, Nr. 50
- MIYAKE, M., M. DONELAN, G. MCBEAN, C. PAULSON, F. BADGLEY u. E. LEAVITT, 1970: Comparison of turbulent fluxes over water determined by profile and eddy correlation techniques. Quart. J. Roy. Met. Soc., Vol. 96, Nr. 407, 132-137
- MONIN, A.S. u. A.M. OBUKHOV, 1954: Fundamentale Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Vermischung in der bodennahen Schicht der Atmosphäre - aus: Statistische Theorie der Turbulenz (Hrsgb. H. Goering)
- PANDOLFO, J.P., 1966: Wind and Temperature Profiles for Constant - Flux Boundary Layers in Lapse Conditions with a Variable Eddy Conductivity to Eddy Viscosity Ratio, J. Atm. Sc., Vol. 23, 495-502
- PAULSON, C.A., 1970: The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable surface layer, J. Appl. Met., Vol. 9, Nr. 6, 857-861
- PAULSON, C.A., E. LEAVITT u. R.G. FLEAGLE, 1972: Air - Sea Transfer of Momentum, Heat and Water Determined from Profile Measurements During BOMEX, J. Phys. Ocean., Vol. 2, No. 4, 487-497
- POND, S., G.T. PHELPS, J.E. PAQUIN, G. MCBEAN u. R.W. STEWART, 1971: Measurements of the Turbulent Fluxes of Momentum, Moisture and Sensible Heat over the Ocean, J. Atm. Sc., Vol. 28, Nr. 6, 901-917
- PRANDTL, L., 1932: Meteorologische Anwendung der Strömungslehre, Beitr. z. Phys. d. Atm., Bd. 19, 188-202
- SHEPPARD, P.A., 1958: Transfer across the earth's surface and through the air above, Quart. J. Roy. Met. Soc., Vol. 84, Nr. 361, 205-224
- SHEPPARD, P.A., D.T. TRIBBLE u. J.R. GARRATT, 1972: Studies of turbulence in the surface layer over water (Lough Neagh)/ Part 1: Instrumentation, programme, profiles, Quart. J. Roy. Met. Soc., Vol. 98, 627-641

- SWINBANK, W.C., 1964: The exponential wind profile, Quart. J. Roy. Met. Soc., Vol. 90, Nr. 384, 119-135
- WEBB, E.K., 1970: Profile relationships: the log-linear range and extension to strong stability, Quart. J. Roy. Met. Soc., Vol. 96, 67-90
- WU, J., 1969: Wind stress and surface roughness at air-sea interface, J. Geophys. Res., Vol. 74, Nr. 2, 444-455
- WUCKNITZ, J., 1977: Disturbance of Wind Profile Measurements by a Slim Mast, Bound. Lay. Met. 11, 155 pp
- YAGLOM, A.M., 1977: Comments on wind and temperature flux-profile relationships, Bound. Lay. Met. 11, 89-102
- ZILITINKEVICH, S.S. u. D.V. CHALIKOV, 1968: The use of profile observations to calculate vertical turbulent fluxes in the atmospheric boundary layer, Atm. and Ocean. Phys., Vol. 4, Nr. 9, 915-929